





---

# Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC

---

**Setup and commissioning of the polarized electron source at the superconducting Darmstadt electron linear accelerator S-DALINAC**

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von M. Sc. (V.N. Karazin Kharkiv National University) Yuliya Fritzsche (geb. Poltoratska) aus Kamjanetz-Podilskyi, Ukraine

November 2011 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik  
Technische Kernphysik und Beschleunigerphysik

Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC

Setup and commissioning of the polarized electron source at the superconducting Darmstadt electron linear accelerator S-DALINAC

Genehmigte Dissertation von M. Sc. (V.N. Karazin Kharkiv National University) Yuliya Fritzsche (geb. Poltoratska) aus Kamjanetz-Podilskyi, Ukraine

1. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

2. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

Tag der Einreichung: 28. Juni 2011

Tag der Prüfung: 18. Juli 2011

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-27706

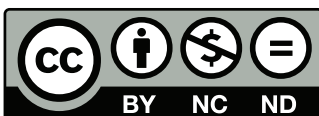
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2770>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>



---

## Zusammenfassung

---

Ziel der vorliegenden Arbeit waren Aufbau, Inbetriebnahme und Test einer Quelle spinpolarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinear-Beschleuniger S-DALINAC. Die polarisierten Elektronen werden durch Photoemission aus einer GaAs-Photokathode erzeugt. Dafür stehen ein Titan-Saphir-Lasersystem und ein Diodenlaser zur Verfügung. Diese Systeme ermöglichen einen gepulsten Elektronenstrahl mit einer Repetitionsrate von 3 GHz. Um eine lange Kathodenlebensdauer erreichen zu können, werden Ultrahochvakuum-Bedingungen bei Präparation und Betrieb am Ort der Kathode benötigt. Diese wurden nach der Implementierung so optimiert, dass die Vakuumlebensdauer der Kathode zz. im Bereich von  $(1164 \pm 165)$  Stunden liegt. Die neue Elektronenquelle ergänzt die bestehende thermionische Elektronenkannonne und erlaubt einen abwechselnden Betrieb der beiden.

Ferner beschäftigte sich diese Arbeit mit dem Aufbau und der Optimierung der Strahlführung des normalleitenden Teils des Injektors. Diese Strahlführung präpariert den 250-keV-Elektronenstrahl aus der thermionischen Quelle für eine weitere Beschleunigung im supraleitenden Teils des Beschleunigers und ermöglicht die komplette Charakterisierung des 100-keV-Elektronenstrahls aus der Quelle für spinpolarisierte Elektronen. Dafür wurden mehrere Diagnose- und Fokussier-Elemente, ein Wienfilter, um die Spinorientierung verändern zu können, sowie ein Mott-Polarimeter für die Polarisationsanalyse entwickelt und eingebaut. Ein Chopper-Buncher-System für die Erzeugung eines Elektronenstrahls mit der Repetitionsrate von 3 GHz wurde im Betrieb erprobt. Die notwendigen kurzen Pulse aus einem kontinuierlichen Strahl aus der thermionischen Quelle wurden erzeugt und konnten im Injektorlinac bis zum Niederenergiemessplatz beschleunigt werden. Bei Verwendung eines Kurzpuls-Titan-Saphir-Lasersystem wird bereits beim Emissionsprozess ein gepulster Elektronenstrahl erzeugt. Elektronenpulslängen von  $\leq 5$  ps aus einer Superlattice-Photokathode konnten nachgewiesen werden.

Nach der Optimierung des Präparationsprozesses konnte eine Quantenausbeute von  $2 \mu\text{A}/\text{mW}$  bei einer aus der Photokathode extrahierte Ladung von  $(9.6 \pm 0.7)$  C für den Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 780 nm und  $12 \mu\text{A}/\text{mW}$  mit dem Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 415 nm gemessen werden.

---

---

## Abstract

---

The aim of this work was the assembly, commissioning and testing of a source of spin-polarized electrons at the superconducting Darmstadt electron linear accelerator S-DALINAC. Polarized electrons are excited via photo-emission from a GaAs photo-cathode. A Titanium-Sapphire laser-system and a diode laser are available. These systems allow for a pulsed electron beam with a repetition frequency of 3 GHz. For a long cathode lifetime, ultra-high vacuum conditions for preparation and operation at the location of the cathode are needed. After implementing the source, optimization of these parameters yielded vacuum lifetimes of the cathode of the order of  $(1164 \pm 165)$  hours. The new electron source supplements the existing thermionic electron gun and enables an alternating operation of both.

This work further concentrates on the assembly and the optimization of the beam line of the normal-conducting part of the injector. This beam line prepares the 250-keV electron beam from the thermionic source for further acceleration in the superconducting part of the accelerator and enables the complete characterization of the 100-keV electron beam from the source of spin-polarized electrons. Several diagnostic and focusing elements, a Wien-filter to change the spin orientation, as well as a Mott polarimeter for polarization analysis were designed and installed. A chopper-buncher system for the generation of an electron beam with a repetition frequency of 3 GHz was tested under operating conditions. The necessary short pulses from a continuous beam from the thermionic source were produced and accelerated in the injector linac up to the low-energy measurement site. By using a short-pulse Titanium-Sapphire laser-system a pulsed electron beam is already produced during the emission process. Electron pulse lengths  $\leq 5$  ps from a super-lattice photo-cathode were scientifically proven. After optimization of the preparation process quantum efficiencies of  $2 \mu\text{A}/\text{mW}$  at a charge lifetime of the photo-cathode of  $(9.6 \pm 0.7)$  C for a laser beam with a wavelength of 780 nm and  $12 \mu\text{A}/\text{mW}$  for a laser beam with a wavelength of 415 nm have been measured.

---

---

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>S-DALINAC</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Spinpolarisierte Elektronen aus Galliumarsenid-Photokathoden</b>	<b>10</b>
3.1	Polarisierte Ensembles . . . . .	10
3.2	Photoemission aus GaAs-Kristallen . . . . .	11
3.3	Höhere Polarisationsgrade . . . . .	12
3.4	Austritt spinpolarisierter Elektronen ins Vakuum . . . . .	13
3.5	Depolarisationseffekte . . . . .	16
3.6	Quantenausbeute und Lebensdauer . . . . .	17
3.7	Gepulster Betrieb einer Quelle polarisierter Elektronen . . . . .	18
3.8	Polarimetrie mittels Mott-Streuung . . . . .	19
3.9	Beschleunigung spinpolarisierter Elektronen . . . . .	22
<b>4</b>	<b>100-keV-Injektor für polarisierter Elektronen</b>	<b>24</b>
4.1	Designkriterien . . . . .	24
4.2	Teststand . . . . .	25
4.3	Lichtquellen . . . . .	26
4.3.1	Titan-Saphir-Lasersystem . . . . .	28
4.3.2	Diodenlasersystem . . . . .	30
4.4	Elektronenkanone . . . . .	31
4.4.1	Mechanischer Aufbau . . . . .	31
4.4.2	Vakuumsystem . . . . .	35
4.4.3	Präparationskammer und Schleusenkammer . . . . .	37
4.4.4	Kathodenaktivierung . . . . .	40
4.5	Normalleitendes Injektionssystem . . . . .	42
4.5.1	Aufbau des Injektors . . . . .	42
4.5.2	Strahlführungsmagnete und Strahldiagnose . . . . .	46
4.5.3	Spinrotator . . . . .	48
4.5.4	Mott-Polarimeter . . . . .	51
4.5.5	Chopper-Prebuncher-System . . . . .	57
4.6	Supraleitende Einfangsstruktur . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Erste Ergebnisse und Betriebserfahrungen am Injektor für polarisierte Elektronen</b>	<b>62</b>
5.1	Pulsbetrieb der polarisierten Quelle . . . . .	62
5.2	Emissionsverhalten der Photokathoden . . . . .	63
5.3	Strahlverluste in der Strahlführung . . . . .	64
5.4	Strahleigenschaften . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>68</b>

---

## 1 Einleitung

---

Einen Elektronenbeschleuniger kann man zu Recht als ein Mikroskop des Mikrokosmos bezeichnen. Bringt man sehr stark beschleunigte Elektronen zum Kollidieren mit einem Target, dann eröffnet sich eine Möglichkeit, den Aufbau des Materials und Eigenschaften der Atome zu erforschen. Weiterhin werden mit Erhöhung der Energie der beschleunigten Elektronen, wegen der abnehmenden de-Broglie-Wellenlänge, Untersuchungen im Bereich der Atomkerne und Nukleonen ermöglicht. Des weiteren stehen mit einem Elektronenbeschleuniger nicht nur hochenergetische Elektronen, sondern auch in einem Bremsstrahlungsprozess erzeugte Photonen zur Verfügung, die weitere Untersuchungsmöglichkeiten hinzufügen. Experimente mit Elektronen und Photonen sind außerdem vorteilhaft, da sie (praktisch) ausschließlich über die elektromagnetische Kraft mit den Kernen und Nukleonen interagieren.

Zuerst wurden elektrostatische Beschleuniger für das Erforschen der Mikrowelt eingesetzt. Diese Beschleuniger sind aber ab einer Energie von ca. 10 MeV nicht mehr handhabbar. Daher werden solche Beschleuniger heute nur für Vorbeschleunigung oder an kleinen Beschleunigeranlagen benutzt. Ein Beschleuniger, der dagegen hochfrequente elektromagnetische Felder für die Beschleunigung des Teilchen entlang einer geraden Strecke benutzt (Linearbeschleuniger), ermöglicht, bei relativen kompakten Geometrien sehr hohe Energien zu erreichen.

Zur Korrelation der Reaktionsprodukte mit dem gestreuten oder absorbierten Teilchen ist es vorteilhaft, wenn der Elektronenstrahl nahezu kontinuierlich dem Experiment zur Verfügung steht. Die Entwicklung quasi-kontinuierlicher Elektronenstrahlen wurde in den 1980-er Jahren durch die Einführung der Hochfrequenz-Supraleitung [1] oder durch die mehrfache Nutzung der Linearbeschleunigungsstrecke in einem Mikrotron [2] bzw. durch Aufbau geeigneter Speicherringe („Puls-Stretcher“) erreicht.

Außer der Ladung besitzt ein Elektron auch ein magnetisches Moment durch ein inneren Drehimpuls, den Spin. Existiert in einem Elektronenstrahl eine bevorzugte Orientierung für den Spin, dann spricht man von einem polarisierten Elektronenstrahl. Es existieren verschiedene Methoden zur Erzeugung polarisierter Strahlen, aber nur eine hat sich als geeignet für den Einsatz an einem Elektronenlinearbeschleuniger gezeigt. Der Mechanismus der Entstehung eines polarisierten Elektronenstrahl nach dem Bestrahlen einer GaAs-Photokathode mit zirkular polarisiertem Licht geeigneter Wellenlänge wurde von Pierce [3] Anfang der 70-er Jahren sehr detailliert erforscht (vgl. Kap. 3).

Da herkömmliche GaAs-Kristalle aufgrund ihrer Gitterstruktur eine Polarisation von nur ca. 35 % ermöglichen, wurden verschiedene Modifizierungen des Kristallgitters untersucht, um möglichst hohen Polarisationsgrad erreichen zu können. Anfang der 1990-er Jahre wurden Strained-Layer-Kathoden, die man aus einer Kombination von Materialien mit unterschiedlichen Kristallgitterkonstanten realisieren kann, hergestellt, die eine Polarisation des Strahls von über 70 % ermöglicht haben. Weitere Forschungen im Gebiet der Halbleiterstruktur haben zur Realisierung von Kathoden mit Superlattice-Struktur geführt. Diese ermöglichen einen Elektronenstrahl mit einer Polarisation von über 85 %. Da für die Extraktion der polarisierten Elektronen ins Vakuum eine negative Elektronenaffinität (NEA) erforderlich ist, die durch eine sehr empfindlichen Oberflächenbeschichtung erzielt wird, benötigt eine Quelle exzellente Vakuumbedingungen und die erforderliche Infrastruktur zur Oberflächenbehandlung. Die erste solche Photoquelle wurde im Jahr 1978 am SLAC [4, 5] in Betrieb genommen. Ein Elektronenstrahl aus einer Bulk-GaAs-Photokathode wurde mit Hilfe eines gepulsten Laserstrahls erzeugt. Dabei wurden Elektronenstrahlen mit einem Polarisationsgrad von ca. 37 % erzeugt.

---

Weitere Verbesserungen in der Stabilität, im Betrieb und erzielten Strömen aus sehr empfindlichen Photokathoden waren jedoch notwendig. Die Forschungen in dieser Richtung laufen stetig, um die stetig steigenden Anforderungen der Experimenten zu erfüllen. Beispiele für die jüngsten Entwicklungen sind etwa invertierte Kanonen, die eine Unterdrückung der Feldemission aus der Hochspannungselektrode der Quelle ermöglichen [6]. Um hohe Ströme erzielen zu können, werden Möglichkeiten der Reduzierung des Einflusses von Restgas-Molekülen auf die NEA-Schicht untersucht [7].

Seit Existenz der Quellen polarisierter Elektronen wurden verschiedene Arten von Experimenten durchgeführt. Zum Beispiel wurden am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in der Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisierten oder polarisierten Targets paritätsverletzende Effekte nachgewiesen. Es wurden Messungen zur Untersuchung des schwachen Mischungswinkels in paritätsverletzender Møller-Streuung [8, 9] durchgeführt. Weiterhin wurden Protonen- und Deuteronen-Spinstrukturfunktionen aus polarisierter Elektronenstreuung in der Resonanz-Region [10] realisiert. An der Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF [11]) wurden Untersuchungen zur Bestimmung solche wichtiger Messgrößen durchgeführt wie der Radius der Neutronenhaut in  $^{208}\text{Pb}$  in PREX-Experiment [12], das Verhältnis elektrischer und magnetischer Form-Faktoren des Protons und die schwachen Form-Faktoren [13, 14]. An dem Mainzer Mikrotron (MAMI) wurden auch Experimente zur Bestimmung des elektrischen Form-Faktors des Neutrons in  $^2\text{H}(\vec{e}, e' \vec{n})\text{p}$  [15] durchgeführt sowie ein sehr anspruchsvolles Experiment zur präzisen Vermessung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung am Proton [16, 17].

Der supraleitende Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC der TU Darmstadt [18] besitzt im Vergleich mit den zuvor genannten experimentellen Einrichtungen SLAC, TJNAF und MAMI sowie der Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage [19, 20] oder dem Bates-Linearbeschleuniger am Massachusetts Institute of Technology [21] eine Design-Energie von 130 MeV, so dass hier insbesondere die Struktur schwerer Kerne genauer untersucht werden kann. Bisher standen am S-DALINAC nur unpolarisierte Elektronenstrahlen zur Verfügung, die mit einer Energieauflösung von  $\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-4}$  und Strahlströmen von bis zu  $60 \mu\text{A}$  für Elektronenstreuung und photoinduzierte Reaktionen verwendet werden. Die Entwicklung dieses Elektronenbeschleunigers als einer der ersten, die Hochfrequenz-Supraleitung zur Erzeugung eines quasi-kontinuierlichen Strahls nutzten, wurde vor allem im Rahmen zahlreicher studentischer Abschlussarbeiten und Dissertationen realisiert. Als Forschungsgroßgerät des Sonderforschungsbereiches 634 (2003 – 2015) der Deutschen Forschungsgemeinschaft erfährt der S-DALINAC laufend weitere Modifikationen, um neue experimentelle Herausforderungen angehen zu können. Eine Verstärkung und Erweiterung des S-DALINAC mit einer Quelle polarisierten Elektronen ermöglicht erstmals die Durchführung von Experimenten bei sehr kleinen Impulsüberträgen. Aus der Vielfalt der möglichen Experimente mit polarisierten Elektronen und Photonen (zirkular polarisierte Photonen werden in Bremsstrahlungsprozessen erzeugt) können als Beispiele genannt werden:

- Messung der fünften Strukturfunktion in Aufbruch-Reaktionen am Deuteron sowie  $^{12}\text{C}$  und  $^3\text{He}$  in Elektronenstreuexperimenten in Erweiterung früherer Experimente am MIT-Bates-Labor [22].
- Untersuchung der Paritätsverletzung bei photoinduzierten Kernspaltungen von  $^{238}\text{U}$  in Photonenstreuexperimenten.
- Bestimmung der Polarisation von Bremsstrahlung polarisierter Elektronen [23–25].

---

An eine Quelle für polarisierte Elektronen, die am S-DALINAC implementiert werden soll, werden einige Anforderungen gestellt. Um einen polarisierten Strahl am S-DALINAC beschleunigen zu können, muss der Strahl nicht nur eine Repetitionsrate von 3 GHz aufweisen, die der Betriebsfrequenz des S-DALINAC entspricht, sondern eine kinetische Energie von nicht weniger als 100 keV besitzen. Um ein Experiment mit einem hohem Qualitätsfaktor zu ermöglichen, sind Elektronenstrahlströme von mindestens  $50\ \mu\text{A}$  mit einem Polarisationsgrad von ca. 80 % erforderlich (vgl. Kap. 4). Da die neue Elektronenkanone an einer funktionierende Anlage eingebaut wird, müssen unter anderem sehr starke räumliche Einschränkungen berücksichtigt werden. Dazu wurden vor der Implementierung mehrere Möglichkeiten der Installation untersucht. Als Resultat wurde eine gemeinsame normalleitende Injektion für die vorhandene thermionische Quelle und die neue Quelle polarisierter Elektronen realisiert. Um den Aufwand für die Entwicklung der neuen Quelle in einem erträglichen Rahmen zu halten, wurde die Quelle an MAMI als Vorlage genommen.

Der Hauptanteil dieser Arbeit bestand im Aufbau einer Quelle spinpolarisierter Elektronen am S-DALINAC. Hierbei sollte die neue Quelle so integriert werden, dass die thermionische Quelle parallel nutzbar bleibt. Die neue Injektionssektion besteht aus einer 100-keV-Quelle polarisierter Elektronen und der notwendigen Strahlführung um die polarisierten Elektronen zum Einschuss in den supraleitenden Beschleuniger vorzubereiten. Hierzu gehören ein Spindreher, um die Orientierung des Spins der Elektronen verändern zu können, ein Polarimeter für Polarisationsmessungen, viele Diagnoseelemente und ein Chopper-Prebuncher System, um die longitudinalen Eigenschaften des Strahls beeinflussen zu können. Die vorhandene 250-keV-thermionische Elektronenquelle vervollständigt die neue Konstruktion.

In den folgenden Kapiteln wird zunächst der S-DALINAC mit seinen Experimentierplätzen vorgestellt und seine Betriebsparameter erläutert. Kapitel 3 geht genauer auf den Emissionsprozess polarisierter Elektronen aus Galliumarsenid ein und schildert damit das Funktionsprinzip des neuen Photoinjektors. Kapitel 4 widmet sich dem Aufbau der neuen Quelle polarisierter Elektronen am Injektor. Ihm folgt ein Abschnitt mit der Beschreibung der nach dem Umbau erzielten Betriebsparameter und Kapitel 6 fasst die Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick über anstehende Projekte.

---

## 2 S-DALINAC

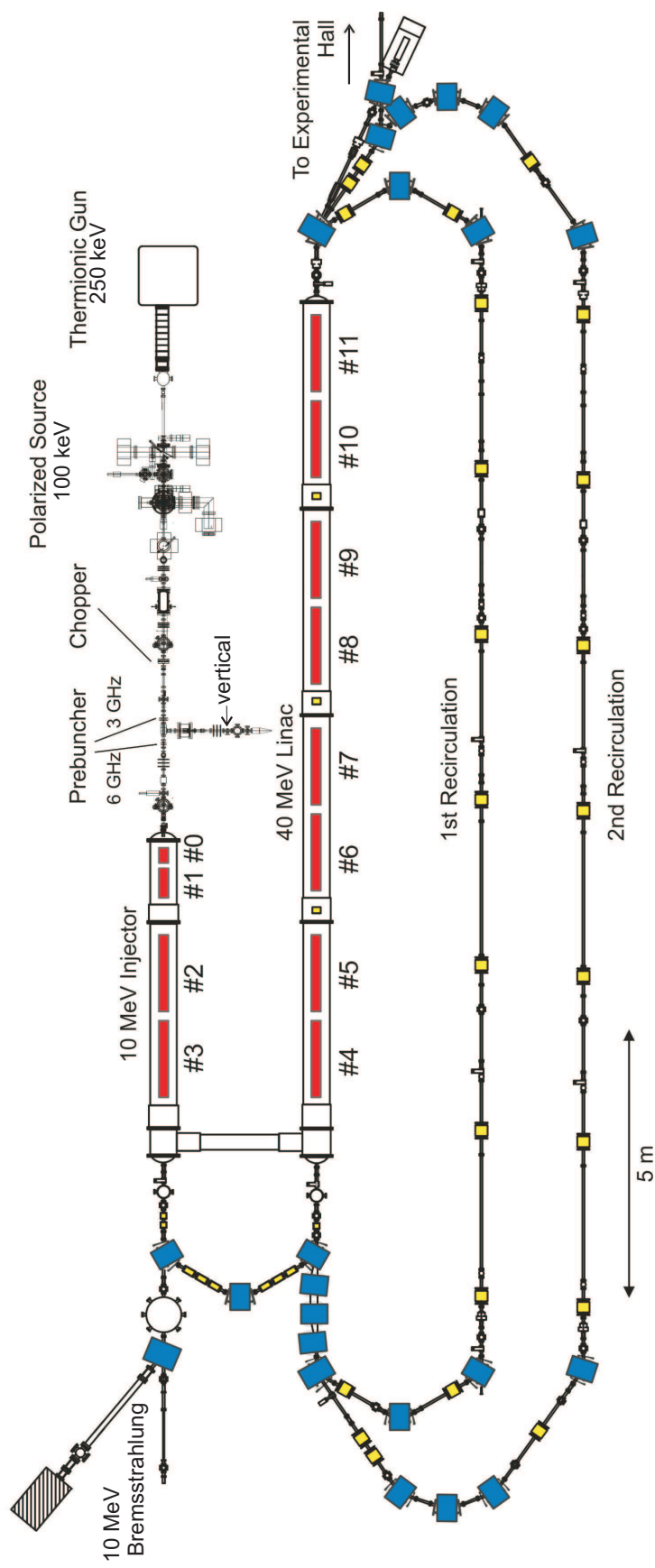
---

Der S-DALINAC ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Das Bild enthält den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Injektor für polarisierte Elektronen.

Bislang wurden die Elektronen am S-DALINAC ausschließlich aus einer thermischen Kathode extrahiert. Statisch vorbeschleunigt auf eine kinetische Energie von 250 keV (oder  $\beta = \frac{v}{c} = 0.74$ ) gelangte der Elektronenstrahl in den normalleitenden Teil des Injektors und passierte die dort platzierte Chopper/Prebuncher-Sektion. In diesem Teil des S-DALINAC wird der Strahl für die weitere Beschleunigung in supraleitenden Hochfrequenz-Kavitäten präpariert: Dem aus der Kanone extrahierten kontinuierlichen Strahl wird die notwendige 3-GHz-Zeitstruktur aufgeprägt. Hinter dem Chopper-Resonator beträgt die Länge der Elektronenpakete etwa 30 ps. Danach passieren die Elektronen die Buncher-Kavität. In dieser werden die Elektronenpakete (Bunche) noch weiter zusammengepresst. Am Austritt des normalleitenden Injektors liegen dadurch 5 ps lange Bunche im Abstand von 333 ps vor. Der auf diese Art vorbereitete Elektronenstrahl kann jetzt weiter in den supraleitenden aus hoch reinem Niob angefertigten, Strukturen des Injektorlinacs beschleunigt werden. Die supraleitenden Strukturen befinden sich in einem Bad (Kryostatmodul) aus flüssigem Helium, welches auf 35 mbar gepumpt wird, woraus eine Betriebstemperatur von 2 K resultiert. Der supraleitende Injektor besteht aus einer zweizelligen und einer fünfzelligen Einfangsstruktur, sowie zwei zwanzigzelligen Strukturen. Bei einer Designfeldstärke der zwanzigzelligen Strukturen von 5 MeV/m steht am ersten Messplatz hinter dem Injektor ein Elektronenstrahl mit bis zu 10 MeV Energie bei bis zu 60  $\mu\text{A}$  Strahlstrom zur Verfügung. Hier kann der Elektronenstrahl für Experimente mit niederenergetischen Photonen und für Aktivierungsexperimente [31–33] am Experimentierplatz DHIPS genutzt werden. Alternativ wird er über einen 180°-Bogen in den Hauptbeschleuniger eingeschossen.

Der Hauptbeschleuniger besteht aus acht 20-zelligen Strukturen und ermöglicht einen Energiegewinn von bis zu 40 MeV pro Umlauf. Die Beschleunigungsstrecke lässt sich dreimal nutzen, indem der Strahl zweimal durch das geeignete Strahltransportsystem rezirkuliert wird. Der Elektronenstrahl mit einer Design-Energie von bis zu 130 MeV bei maximalem Strahlstrom von 20  $\mu\text{A}$  kann durch die Extraktion zu verschiedenen Experimentierplätzen in der an die Beschleunigerhalle angrenzenden Experimentierhalle geführt werden. Dort stehen das QCLAM-Spektrometer [34,35] und das hochauflösende 169°-Spektrometer für Elektronenstreuexperimente [36,37] zur Verfügung. Seit Ende 2006 ist der im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 634 aufgebaute Niederenergie-Photonentagger NEPTUN in Betrieb [38]. Dieser wird für die Untersuchungen von  $(\gamma, n)$ -Reaktionen mit hoher Energieauflösung nahe der Teilchen-Separationsenergie verwendet. Der Tagger teilt sich einen Teil des Messplatzes mit einem Experiment zur Comptonstreuung an einem aktiven  $\text{H}_2$ -Hochdrucktarget [39].





**Abbildung 2.1:** Grundriss des S-DALINAC. In dieser Arbeit liegt das Hauptaugenmerk auf dem Bereich zwischen der thermionischen Quelle und dem 10-MeV-Injektor.



---

Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs werden an der gesamten Beschleunigeranlage Modernisierungs- und Umbau-Projekte durchgeführt, die zum Erreichen von höheren Strahlenergien, besserer Maschinenstabilität und Strahlqualität führen sollen. Um die Energie am Experimentiermessplatz hinter dem supraleitenden Injektor bis auf 14 MeV zu erhöhen und dabei Strahlströme bis zu  $100\ \mu\text{A}$  zu transportieren, wird im Rahmen von [40] ein neues Kryostatmodul entwickelt. Eine Modernisierung der Strahlführung im Hauptbeschleuniger verkleinert Transmissionsverluste während des Transports des Elektronenstrahls [41] zum Experiment und soll die Energieschärfe durch gezieltes Einstellen der Dispersion in der Rezirkulationsgraden verbessern. Eine neu entwickelte Regelung aller vorhandenen Hochfrequenzkavitäten (sowohl der supraleitenden Niob-Kavitäten als auch normalleitenden Kupfer-Kavitäten [42]) ermöglicht einen noch stabileren Betrieb des Beschleunigers.

Die Erweiterung des S-DALINAC um eine Quelle spinpolarisierter Elektronen vergrößert das Forschungsspektrum des Beschleunigers um eine ganze Reihe von Experimenten, die an DHIPS, am Photonentagger NEPTUN und am QCLAM-Spektrometer geplant sind. Die polarisierte Quelle wurde im Bereich zwischen der thermionische Quelle und dem ersten Kryostatmodul des supraleitenden Injektors ca. 2 m über der in der Beschleunigerhalle existierende Strahlachse implementiert. Dieser Aufbau erlaubt, die beiden Quellen abwechselnd, abhängig von der Art des Experiments zu betreiben.

---

### 3 Spinpolarisierte Elektronen aus Galliumarsenid-Photokathoden

---

In diesem Kapitel werden die Begriffe „polarisierte Elektronen“ und „polarisierter Strahl“ eingeführt und verschiedene Verfahren zur Erzeugung der spinpolarisierten Elektronen vorgestellt. Auf die Methode, welche für die Darmstädter Quelle polarisierter Elektronen relevant ist, wird genauer eingegangen. Anschließend wird der Mechanismus der Emission der Elektronen mit ausgerichteten Spins ins Vakuum vorgestellt.

---

#### 3.1 Polarisierte Ensembles

---

Ein Elektronenstrahl wird als polarisiert bezeichnet, wenn eine bevorzugte Achse für Spinausrichtung existiert und dabei die Anzahl der Elektronen mit Spin-up ( $N \uparrow$ ) und Spin-down ( $N \downarrow$ ) entlang dieser Achse ungleich ist. Der Polarisationsgrad eines polarisierten Ensembles berechnet sich durch

$$P = \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow}. \quad (3.1)$$

Für Experimente mit polarisierten Elektronen ist neben dem Polarisationsgrad  $P$  auch der Strahlstrom  $I$  sehr wichtig. Diese beiden Größen bilden eine sogenannten *Figure of Merit* (FOM) oder Qualitätsfaktor einer polarisierten Teilchenquelle, welche Strahlintensität und Polarisationsgrad folgendermaßen in Verbindung setzt:

$$FOM = P^2 I. \quad (3.2)$$

Bei einer Betrachtung, die sich nur auf statistische Fehler beschränkt, sind die relativen Fehler einer nachgewiesenen Asymmetrie umgekehrt proportional zum Polarisationsgrad. Andererseits ist der Fehler auch umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Experimentstatistik, diese ist dabei linear von dem Strahlstrom abhängig. Berücksichtigt man diese Voraussetzungen, erhält man [51]

$$\frac{\Delta A}{A} \propto \frac{1}{P \sqrt{I}} \rightarrow FOM \propto P^2 I. \quad (3.3)$$

Es gibt viele verschiedene Methoden polarisierte Elektronen zu erzeugen, jedoch sind nur sehr wenige für die Verwendung am S-DALINAC geeignet. Als Beispiel sei hier der von den Physikern Sokolov und Ternov entwickelte Effekt der Selbstpolarisation [44] durch Bewegung von Positronen und Elektronen in einem äußeren Magnetfeld genannt. Dieser Effekt, der auch als Sokolov-Ternov-Effekt bezeichnet wird, kommt nur dann in Frage, wenn man einen hochenergetischen Elektronenstrahl in einem Speicherring hat. Daher ist dieser Methode am S-DALINAC nicht einsetzbar.

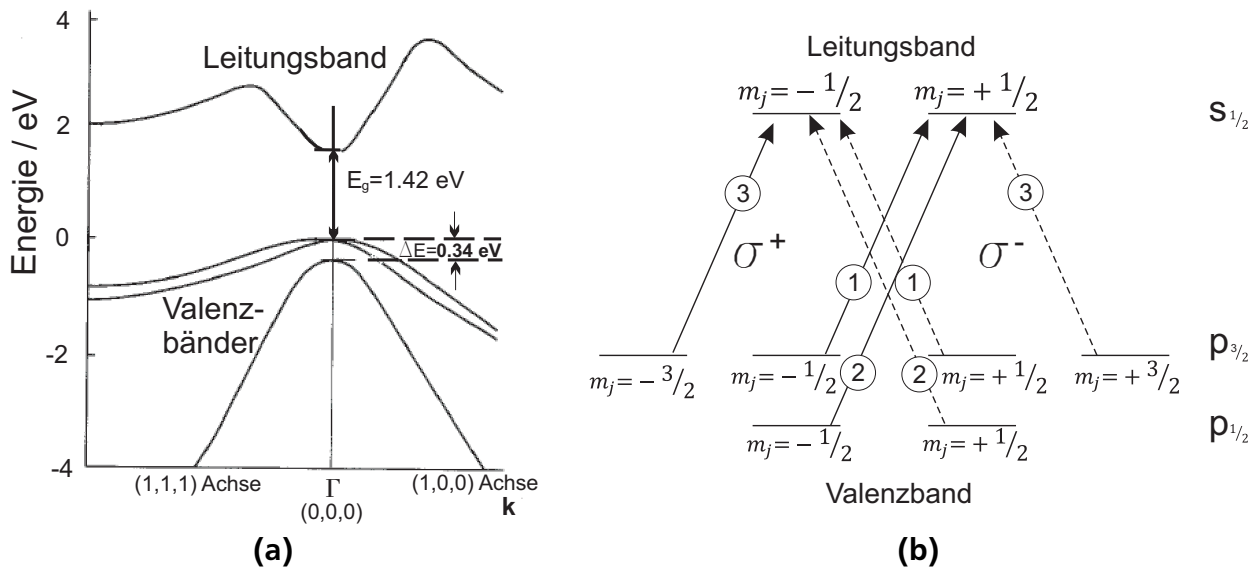
Eine weitere Methode zur Erzeugung polarisierter Elektronen ist die chemische Ionisation angeregter Helium-Atome mit einem Gas z.B. Kohlenstoffdioxid. Eine solche Quelle basiert auf dem sogenannten „Helium-Afterglow“ Effekt, wurde bereits getestet [45, 46], aber bis heute konnte ein solches System noch keinen Strahl polarisierter Elektronen liefern, dessen FOM einen zufriedenstellend hohen Wert besaß.

Eine andere Möglichkeit spinpolarisierte Elektronen zu erzeugen, beruht auf Elektronenemission aus III/V-Halbleitern, die mit zirkular polarisiertem Licht optisch gepumpt werden. D. T. Pierce hat als erster über eine Quelle, die auf dieser Methode basiert, berichtet [3, 47, 48]. Als Photokathoden sind hier GaAs-Kristalle sehr interessant, da dieses Material einen Strahl mit

sehr hoher Qualität und hohem Polarisationsgrad liefern kann. Diese Art Produktion von polarisierten Elektronen hat sich soweit entwickelt, dass sehr viele Beschleuniger eine Quelle, die auf der Emission von polarisierten Elektronen aus GaAs-Photokathoden basiert, verwenden. Solche Quellen können sowohl gepulst betrieben werden als auch einen kontinuierlichen Strahl liefern.

### 3.2 Photoemission aus GaAs-Kristallen

GaAs-Kristalle gehören zu den III/V-Halbleitern und besitzen eine Kristallstruktur, die sogenannte Zinkblendstruktur, aus zwei gegeneinander verschobenen, kubisch-flächenzentrierten Gittern, von denen eines aus Gallium-Atomen und eines aus Arsen-Atomen besteht. Die Bandstruktur von GaAs im reziproken Raum hat eine kubisch-raumzentrierte Struktur (siehe [49, 50]). Der  $\Gamma$ -Punkt wird in diesem Raum als Ursprung des Koordinatensystems definiert. Betrachtet man jetzt eine Darstellung im reduzierten Banddiagramm, dann erfüllt jeder energetisch passende vertikale Übergang den Kristallimpulserhaltungssatz. Abbildung 3.1 zeigt ein reduziertes Banddiagramm und ein zugehöriges Termschema des GaAs-Kristalls. Im Symmetriepunkt  $\Gamma$  liegt das Valenzbandmaximum genau unter dem Leitungsbandminimum. Der Bandabstand beträgt hier  $E_g = 1.42$  eV. An dieser Stelle haben die oberen Valenzbänder P-Symmetrie und spalten aufgrund



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung der Energieneveus von GaAs (a). Bandstruktur von GaAs bei Zimmertemperatur in der Umgebung des  $\Gamma$ -Punktes und (b) Absorption von zirkular polarisierter Strahlung. Die eingekreisten Zahlen stellen die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten dar.

der Spin-Bahn-Wechselwirkung in ein vierfach entartetes  $p_{3/2}$ -Niveau und ein zweifach entartetes  $p_{1/2}$ -Niveau auf. Die Leitungsbandunterkante hat S-Symmetrie und ist zweifach entartet. Die Spinausrichtung der angeregten Zustände lässt sich folgendermaßen erreichen: Durch Absorption von links oder rechts-zirkular polarisierten Photonen der Energie  $\hbar\omega$ , welche das Kriterium erfüllen

$$E_g \leq \hbar\omega \leq E_g + \Delta E \quad (3.4)$$

werden ausschließlich Elektronen des  $p_{3/2}$ -Niveaus in das Leitungsband angeregt. Aufgrund der Drehimpulserhaltung muss sich die magnetische Quantenzahl  $m_j$  um  $+1$  bei Absorption von

rechts zirkular polarisierten Photonen  $\sigma^+$  und um  $-1$  bei links zirkular polarisierten Photonen  $\sigma^-$  ändern. Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten lassen sich aus den zugehörigen Clebsch-Gordan-Koeffizienten berechnen. Sie sind in Abbildung 3.1 (b) aufgeführt. Aus dem Verhältnis  $3 : 1$  geht hervor, dass der Zustand  $m_j = -\frac{1}{2}$  bevorzugt bevölkert wird. Es ergibt sich aufgrund der Entartung des  $p_{3/2}$  Niveaus nach Gleichung (3.1) ein maximal erreichbarer Wert für den Polarisationsgrad von

$$P = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -0.5, \quad (3.5)$$

für  $\sigma^+$ -Licht und

$$P = \frac{3 - 1}{3 + 1} = +0.5, \quad (3.6)$$

für  $\sigma^-$ -Licht. Der Polarisationsvektor  $\vec{P}$  ist antiparallel zum Drehimpulsvektor der Photonen.

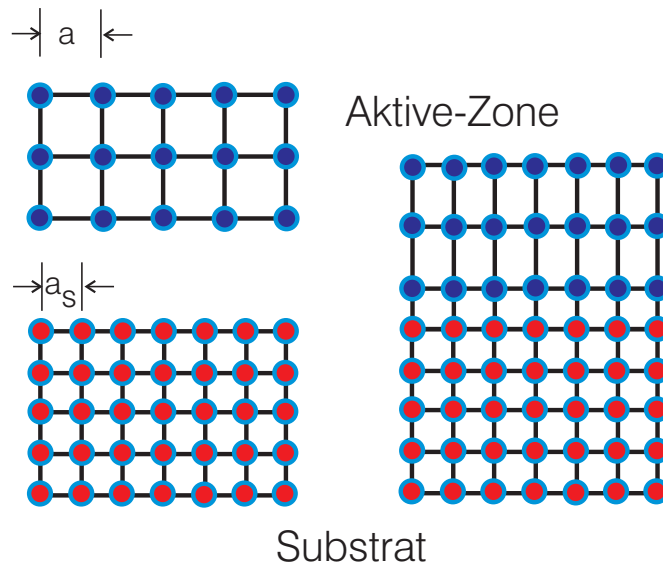
Wenn die Bedingung (3.4) nicht mehr erfüllt ist und die Photonenenergie  $E_g + \Delta E$  überschreitet, sind auch Übergänge aus dem Zustand  $p_{1/2}$  in den Zustand  $s_{1/2}$  möglich, was schließlich zum Erlöschen der Polarisation führt.

### 3.3 Höhere Polarisationsgrade

Wie aus Gleichung (3.5) hervorgeht, beträgt der maximale Polarisationsgrad eines Elektronenstrahls aus typischen GaAs-Kristallen (auch Bulk-Kristalle genannt) 50 %. Da der Polarisationsgrad quadratisch in die Analysierstärke des Experiments eingeht (siehe Gl. (3.2)) und die Experimente meistens in der einen oder anderen Weise durch den Strom limitiert sind (z.B. Detektor- oder Target-Eigenschaften erlauben keine höheren Ströme), sind Elektronenstrahlen mit höheren Polarisationsgraden von großem Interesse.

Aus Abbildung 3.1 wird deutlich, dass eine Aufhebung der Entartung des  $p_{3/2}$ -Niveaus im Valenzband eine Steigerung der Polarisation hervorruft (bei geeigneter Photonenenergie wird nur ein Übergang ermöglicht). In diesem Fall beträgt der theoretisch maximal erreichbare Wert für die Polarisation 100 %. Die Aufhebung der Entartung kann z. B. durch die Symmetriebrechung des Kristallgitters erreicht werden. Im Folgenden werden verschiedene Verfahren vorgestellt, die zur Erzeugung hochpolarisierten Elektronenstrahlen untersucht wurden:

- Eine Kombination von Materialien mit verschiedenen Kristallgitterkonstanten führt zu einer mechanischen Verformung oder Deformation des Gitters: eine aktive GaAs-Zone (z.B.  $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ ) wird auf ein Substrat mit kleinerer Gitterkonstante z.B.  $\text{GaAs}_{0.7}\text{P}_{0.3}$  aufgebracht, wie es in Abb. 3.2 skizziert ist. Das blaue Gitter passt die Abmessungen seiner Grundfläche an die des roten Gitters an, versucht aber dabei, das Volumen konstant zu halten. Dadurch kommt es zu einer uniaxialen Deformation der Kristallstruktur und zu einer Aufspaltung der Energieniveaus. Diese Methode wurde von Maruyama entwickelt [52]. Von ihm wurden InGaAs-Schichten erforscht und dabei die Polarisation von 70 % nachgewiesen. Die mit dieser Methode hergestellte Kathoden werden *Strained-Layer-Kathoden* genannt.
- Eine Kombination von mehreren dünnen Schichten, z.B. AlGaAs und GaAs führt zur Bildung eines Übergitters. Da die Gitterkonstanten dieser Materialien gleich sind, aber die Bandlücken unterschiedlich, wird eine Verkleinerung der Symmetrie der Zinkblendstruktur erreicht. Mit dieser Methode wurden anfangs der 1990-er Jahre Elektronen mit ca. 60 %



**Abbildung 3.2:** Eine Strained-Layer-Photokathode. In blauer Farbe ist die aktive Zone mit Gitterkonstante  $a$  gekennzeichnet und in roter Farbe das Substrat mit der Gitterkonstante  $a_s$ .

Polarisation erzielt [53]. Solche Strukturen werden als *Superlattice-Kathoden* bezeichnet. Bis heute wurden diese Strukturen soweit entwickelt, dass eine Polarisation von über 85 % erreicht werden konnte. Für die Produktion hochpolarisierter Strahlen an der 100 keV Quelle werden Photokathoden dieser Sorte eingesetzt. Abbildung 3.3 stellt als Beispiel die Struktur eines Kristalls der *Superlattice-Kathode*<sup>1</sup> dar. Eine Polarisation von 86 % aus diesen Kathoden konnte nachgewiesen werden (siehe Kapitel 4.5.4).

- Eine Schichtung von Kristallen, die unterschiedliche Gitterkonstanten besitzen und dabei auch ungleiche Bandlücken haben (Kombination der oben beschriebenen Methoden), erlaubt eine Elektronenpolarisation von über 90 % [54].

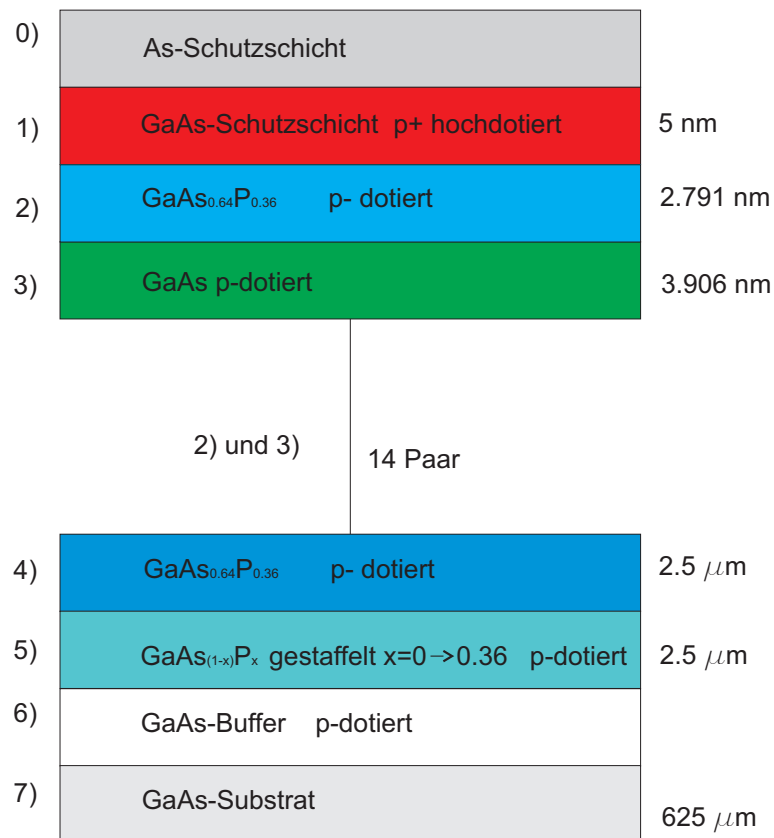
Nach allen drei Modifizierungen hebt sich die Entartung des  $p_{3/2}$ -Niveaus im Valenzband auf und die Bandstruktur sieht vereinfacht wie in Abb. 3.4 dargestellt aus.

Bei geeigneter Wellenlänge wird nur ein Übergang induziert und die zumindest theoretisch maximale Polarisation beträgt 100 %. In der Praxis, wie aus den oben genannten Werten hervorgeht, verringern verschiedene Depolarisationsprozesse den maximalen erreichten Wert auf ca. 90 %. In Kapitel 3.5 werden einige von diesen Prozessen aufgeführt.

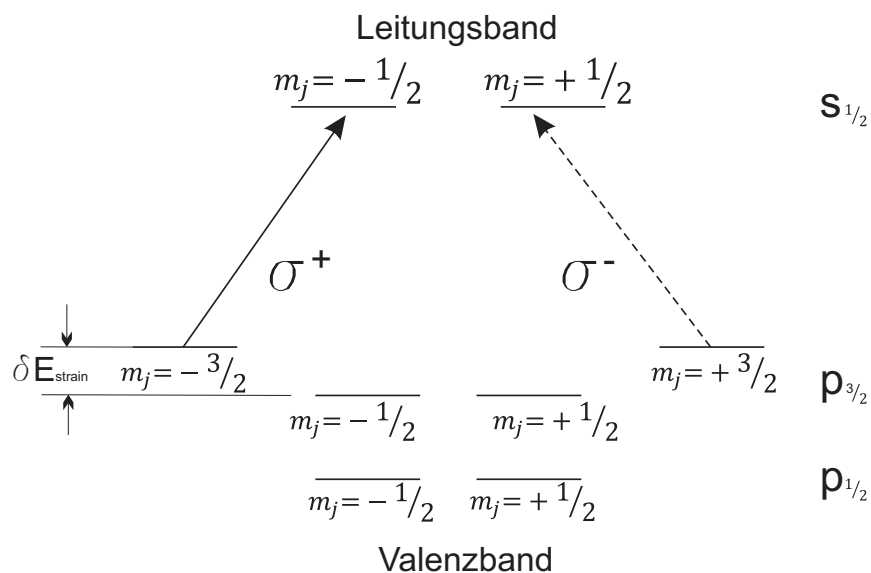
### 3.4 Austritt spinpolarisierter Elektronen ins Vakuum

Das vorangegangene Kapitel hat sich mit der Erzeugung von polarisierten Elektronen im Leitungsband des GaAs-Kristalls beschäftigt. Um einen polarisierten Elektronenstrahl erzeugen zu können, müssen die angeregten Elektronen, die zur Oberfläche des Kristalls diffundieren, den Halbleiter verlassen. Aufgrund der Energiedifferenz zwischen dem Leitungsbandminimum und dem Vakuumniveau (siehe Abb. 3.5) findet keine Emission statt. Um diese Differenz  $\chi$  (die bei GaAs etwa 4 eV beträgt) d.h. die Elektronenaffinität überwinden zu können, ist es notwendig das Vakuumniveau unter die Unterkante des Leitungsbandes abzusenken und eine negative Elektronenaffinität (NEA) zu erzeugen.

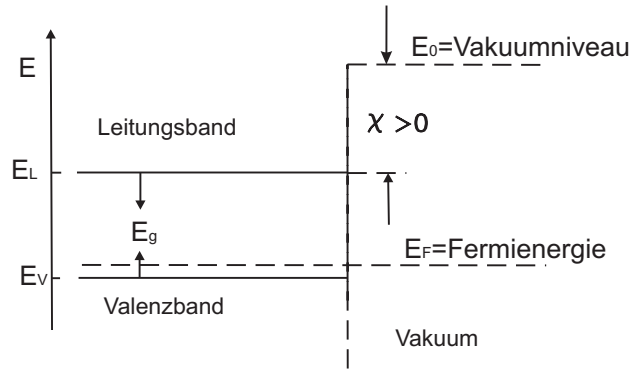
<sup>1</sup> Fa. SVT Associates



**Abbildung 3.3:** Diagramm der Schichten eines B – 702 superlattice-Kristalls.



**Abbildung 3.4:** Niveauschema eines Strained-Layer-Kristalls. Die Pfeile stellen die Übergänge dar, die von links-zirkular (durchgezogene Linie) und rechts-zirkular-polarisiertem (gestrichelt) Licht angeregt werden.



**Abbildung 3.5:** Die Potentialverhältnisse an der Oberfläche eines reinen GaAs-Kristalls.

Sheer und van Laar [55] haben als erste die Photoemission aus Halbleitern mit negativer Elektronenaffinität realisiert. Um NEA zu kreieren, werden zwei verschiedene Prozesse angewandt:

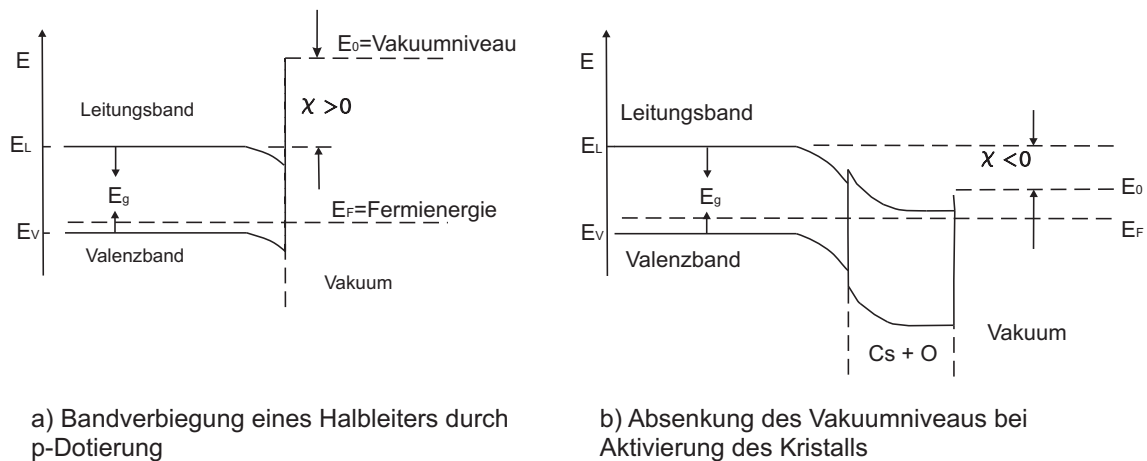
- Erzeugung einer Bandverbiegung an der Kristalloberfläche durch sehr starke p-Dotierung;
- Beschichtung (Aktivierung) der Kristalloberfläche mit einem Adsorbat, meistens mit einem Alkalimetall geringer Elektronegativität.

Eine hohe p-Dotierung ( $10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), senkt das Fermi-Niveau für diese Halbleiter in der Regel fast zur Oberfläche des höchsten Valenzbandes am  $\Gamma$ -Punkt ab. Durch Erzeugung zusätzlichen Oberflächenzuständen [56], kommt zu einer Akkumulation einer positiven Raumladung an der Oberfläche. Diese führt zu einer Bandverbiegung der Energiebänder an der Oberfläche um mehr als die Hälfte der Bandlücke nach unten. Damit senkt auch die Elektronenaffinität um den gleichen Betrag. Wie stark die verschiedenen Dotierungen das Absenken beeinflussen ist in [57] zu finden. Die Bandbiegung  $V_{BB}$  im Kristall beträgt ca. 0.7 eV, die Breite der Bandbiegung ergibt sich zu [58]

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r V_{BB}}{e^2 p}}, \quad (3.7)$$

wobei  $\epsilon_r \sim 13$  die Dielektrizitätskonstante für GaAs und  $p$  die Konzentration der Akzeptoren (für die in dieser Arbeit benutzten GaAs-Kristalle  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) ist. Nach dieser Formel beträgt die Breite der Bandverbiegungszone etwa 6 nm. Dabei verringert sich die Elektronenaffinität um etwa 0.9 eV [59], was aber nicht ausreichend ist, um die negative Affinität zu erreichen (siehe Abb. 3.6 (a)). Das verhindert immer noch den Austritt der Elektronen ins Vakuum.

Um das Vakuum-Niveau weiter zu senken, wird eine Beschichtung der Kristalloberfläche mit Cäsiumoxid benutzt (auch Aktivierung oder Präparation genannt). Die Niveauabsenkung kann wie folgt erklärt werden: Nach Aufdampfung beispielsweise einer Monolage von Cäsiumatomen, die bei der Anlagerung leicht ein Bindungselektron abgeben, bildet sich auf der Oberfläche eine negative Elektronenaffinität, die aufgrund einer sich bildenden Dipolschicht entsteht. Diese führt dazu, dass die Leitungsband-Unterkante durch die Krümmung am Rand in etwa auf dem energetischen Niveau des Vakuums liegt. Nach weiterer Zugabe von Cäsium fangen die Cs-Atome miteinander an wechselzuwirken, was zu einer Verringerung der Polarisierung der Dipolschicht führt. Hinzugefügte Sauerstoff- oder Fluor-Moleküle bilden eine CsO- bzw. CsF<sub>2</sub>-Schicht unterhalb der Cs-Atome. Werden Cäsium und Sauerstoff weiter zugegeben, führt das



**Abbildung 3.6: Herstellung der NEA**

zur Ausbildung von  $\text{Cs}^+\text{O}_2\text{Cs}^+$  Dipolschichten. Dabei wird eine weitere Verformung und Absenkung der Energiebänder erreicht, wie es in Abb. 3.6 (b) skizziert ist. Als Folge können die Elektronen ohne zusätzliche Energiezufuhr von außen ins Vakuum austreten. In Kapitel 4.4.3 wird die Herstellung einer NEA-Oberfläche in der Praxis vorgestellt.

### 3.5 Depolarisationseffekte

Der theoretische Wert von  $P = 100\%$  für den Polarisationsgrad lässt sich experimentell nicht nachweisen. Verantwortlich dafür sind verschiedene Depolarisationseffekte, die auftreten, während das Elektron zur Kristalloberfläche wandert. Man kann fünf verschiedene Prozesse, die zur Polarisationsverkleinerung beitragen, aussondern.

- D'Yakonov-Perel-Prozess: Aufhebung der zweifachen Spin-Entartung an der Leitungsbandkante durch das Fehlen der Inversionssymmetrie in der Zinkblendestruktur des Kristalls.
- Elliott-Yafet-Prozess: Streuung der Elektronen an einem Störpotential, der bei einem hochdotiertem Kristall durch ionisierte Verunreinigungen des Kristalls verursacht wird.
- Hyperfein-Wechselwirkung: Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kernspin der Gitterionen.
- Bir-Aronov-Pikus-Prozess: Wechselwirkung von Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband des Halbleiters.
- Radiation Trapping: Erzeugung eines neuen Elektron-Loch-Paares durch Einfang der Rekombinationsstrahlung.

Einen sehr umfangreichen Überblick über die ersten vier wichtigsten Spinrelaxationsmechanismen in Medien geben Fishman und Lampel in ihrem Bericht [60]. Der fünfte Prozess wurde von Zolotarev [61] untersucht. Über die verschiedenen Depolarisationsprozesse, die vom Typ des Kristalls abhängig sind wird in [62, 63] berichtet. Aufgrund der beschriebenen Effekte verringert sich die Polarisation exponentiell mit der Zeit.



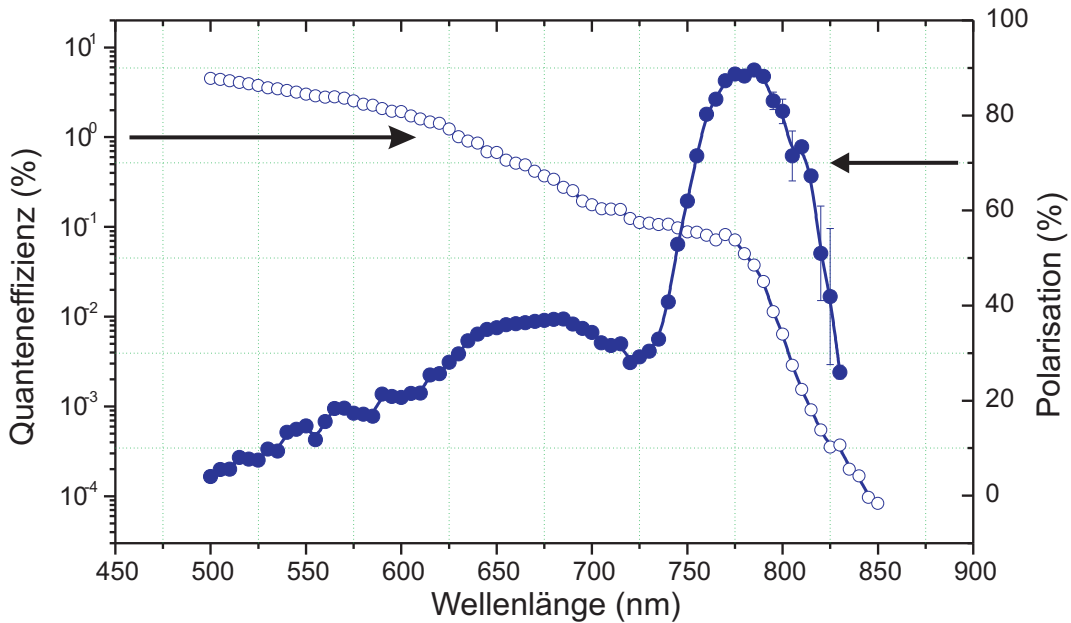
### 3.6 Quantenausbeute und Lebensdauer

Die Quantenausbeute (Quantum Efficiency,  $QE$ ) ist eine Größe, die Umsatzeffizienz von Photonen in Elektronen angibt und definiert ist als die Anzahl der emittierten Elektronen pro eingestrahlttem Photon. Diese Effizienz kann bei einer optimalen Aktivierung bestimmt werden durch:

$$QE = \frac{I_{el}hc}{eP_L\lambda} \quad (3.8)$$

mit dem Elektronenstrom  $I_{el}$ , der eingestrahnten Lichtleistung  $P_L$ , der Lichtwellenlänge  $\lambda$ , der Ladung des Elektrons  $e$ , dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$ .

Die Quantenausbeute und der Polarisationsgrad des emittierten Elektronenensembles hängen teilweise gegenläufig von Laserwellenlänge ab, wie es in Abbildung 3.7<sup>2</sup> erkennbar ist. Bei stei-



**Abbildung 3.7:** Quantenausbeute (offene Symbole) und Polarisation (ausgefüllte Symbole) als Funktion der Laserwellenlänge bei einem superlattice GaAs-Kristall, der in dieser Arbeit verwendet wurde.

gender Wellenlänge sinkt die Quantenausbeute gleichzeitig nimmt die Polarisation zu, besitzt für eine  $B - 702$  superlattice-Kathode ein Maximum bei ca. 780 nm und fällt wieder ab. Da die Quantenausbeute den höchsten Wert bei kleinen Wellenlängen besitzt, muss ein optimaler Wellenlängenbereich gefunden werden, bei dem sowohl die Quantenausbeute als auch die Polarisation den größtmöglichen Wert besitzen.

Wenn eine Quelle keinen Strahl liefert, wird erwartet, dass die Abnahme der Quantenausbeute pro Zeiteinheit konstant bleibt (bei unveränderten apparativen Bedingungen)

$$\left( \frac{dQE/dt}{QE} \right) = \frac{1}{\tau_v}. \quad (3.9)$$

<sup>2</sup> Messungen wurden in Mainz durchgeführt

Die Vakuumlebensdauer  $\tau_v$  ist definiert als die Zeit, die benötigt wird, um die Quantenausbeute um den Faktor  $e$  zu reduzieren. In diesem Fall sind nur Restgas-Moleküle aus der Umgebung der Kathode für die Zerstörung der NEA-Oberfläche und die Abnahme der Quantenausbeute verantwortlich. Typische Werte für die Vakuumlebensdauer liegen im Bereich von einigen Minuten bis mehreren hundert Stunden, abhängig vom Kristalltyp und den Eigenschaften des Vakuumsystems. Die Lebensdauer wird oft benutzt, um die Qualität einer Quelle polarisierter Elektronen zu charakterisieren.

Produziert die Quelle dagegen einen konstanten Strahl mit der Stromstärke  $I$ , dann ist die Änderung der Quantenausbeute zu diesem proportional. Die durch den Strahl produzierten Moleküle und Ionen schaden der NEA-Oberfläche zusätzlich. Die Quanteneffizienz ändert sich dann gemäß

$$\left( \frac{dQE/dt}{QE} \right) = \frac{1}{\tau_v} + kI = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_{lad}(I)}. \quad (3.10)$$

Die Proportionalitätskonstante  $k$  hat die Dimension einer Ladung und wird Ladungslebensdauer genannt. Aus Gl. (3.10) folgt: Je höher die Ströme, die aus einer Quelle extrahiert werden, desto schneller nimmt die Quantenausbeute ab. Dies beschränkt die Lebensdauer der Quelle und erfordert eine kontinuierliche Erhöhung der Laserleistung, um einen konstanten Strom für ein Experiment liefern zu können. Spätestens dann, wenn die Grenze des Lasersystems erreicht wird, muss die Kathode neu reaktiviert werden.

### 3.7 Gepulster Betrieb einer Quelle polarisierter Elektronen

Die Antwort eines Halbleiterkristalls auf das Bestrahlen mit einem gepulsten Laserstrahl kann mit Spicers Drei-Stufen-Modell erklärt werden [64]. Diese Modell beschreibt die Photoemission der Elektronen als einen dreistufigen Prozess: Zuerst werden die Elektronen im Medium angeregt, danach folgt der Transport der Elektronen zur Oberfläche und anschließend folgt die Emission. Die Elektronenkonzentration  $c(\vec{x}, t)$  am Ort  $\vec{x}$  zur Zeit  $t$  wird durch die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial c(\vec{x}, t)}{\partial t} = g(\vec{x}, t) - \frac{c(\vec{x}, t)}{\tau} + D\nabla^2 c(\vec{x}, t) \quad (3.11)$$

beschrieben. Der Term  $g(\vec{x}, t)$

$$g(\vec{x}, t) = \begin{cases} \alpha I_0 (1 - R) \exp(-(\frac{t-t_0}{\tau_0})^2) \exp(-\alpha z), & z - \text{Komponente} \leq \text{aktive Zone} \\ 0, & z - \text{Komponente} > \text{aktive Zone} \end{cases} \quad (3.12)$$

beschreibt die Anregung des Teilchens aus dem Valenzband ins Leitungsband: Ein gaußförmiger Lichtpuls mit der Dauer  $\tau_0$ , von dem der Bruchteil  $R$  von der Oberfläche reflektiert wird und verloren geht, wird in der aktiven Zone (für Bulk-Photokathoden  $\infty$ ) mit dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  durch Photoanregung absorbiert.

Die Verringerung der Leitungsbandelektronenkonzentration durch Rekombination mit dem Valenzbandlöchern wird in Gleichung (3.11) durch den Lebensdauer-Term  $\frac{c(\vec{x}, t)}{\tau}$  berücksichtigt. Die Bewegung der Elektronen wird durch den Diffusionsterm  $D\nabla^2 c(\vec{x}, t)$  mit der Diffusionskonstante  $D$  beschrieben.

Die mittlere Aufenthaltsdauer der Elektronen im Kristall, auch als die Antwortzeit  $\tau$  eines Halbleiters bezeichnet, wird abgeschätzt durch

$$\tau = \frac{L_D^2}{D}. \quad (3.13)$$

Hierin ist  $L_D$  die Diffusionslänge der Elektronen im Medium. Die Diffusionskonstante  $D$  ist in guter Näherung mit der Einstein-Relation  $D = \mu kT/q$  aus der messbaren Elektronenbeweglichkeit  $\mu$  abgeschätzt.

Aus Gleichung (3.13) folgt, dass die Pulslänge wenigstens durch die Rekombinationslebensdauer gegeben ist. Je länger die Lebensdauer ist, desto größer ist in einem Bulk-Kristall die Quantenausbeute, weil die Elektronen die Oberfläche erreichen und austreten können. Allerdings erhöht dies auch die Emissionszeit. Spicer sagt für Bulk-Photokathoden Pulslängen im Bereich von Nanosekunden voraus.

In den an der Quelle polarisierter Elektronen eingesetzten Photokathoden ist die Schichtdicke  $d$  viel kleiner als die Diffusionslänge  $L_D$ . In einer Modellrechnung wird  $\tau$  in diesem Fall abgeschätzt durch

$$\tau = \frac{d^2}{12D}. \quad (3.14)$$

Als Beispiel für eine typische *Strained-Layer-Photokathode* mit einer emittierenden Schicht von etwa 200 nm ergibt sich eine Diffusionsdauer von ca. 1 ps. Ein Elektronenpuls kann daher nicht kleiner als dieser Wert sein. Die Mainzer Gruppe hat dabei auch eine Wellenlängenabhängigkeit bei einer Emission aus Superlattice-Photokathoden beobachtet [65].

### 3.8 Polarimetrie mittels Mott-Streuung

Für den niederenergetischen 100-keV-Elektronenstrahl, wie er direkt an der Quelle erzeugt wird, erfolgt die Polarimetrie mit Hilfe eines Mott-Polarimeters. Die Kenntnis der für die Produktion eines polarisierten Strahls wichtigsten Größen, wie Polarisation und Quantenausbeute bei bestimmter eingestrahelter Lichtwellenlänge, erlaubt einen Elektronenstrahl hoher Intensität und maximaler Polarisation zu erzeugen.

Hier werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Mott-Polarimetrie, die auf der Mott-Streuung basiert, vorgestellt. Die Messapparatur und die Messergebnisse werden in Kap. 4.5.4 präsentiert.

Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung eines Elektrons im Coulomb-Feld eines Atomkerns ist vom Spin des Elektrons abhängig. Der Grund dafür ist die Präsenz der Spin-Bahn Wechselwirkung  $V_{LS}$  zusätzlich zum äußeren elektrostatischen Potential  $V_C$ , so dass für das gesamte Streupotential  $V_{str}$  gilt

$$V_{str} = V_C + V_{LS}. \quad (3.15)$$

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung kann wie folgt beschrieben werden: Im Ruhesystem des Elektrons wechselwirkt sein magnetisches Moment  $\vec{\mu}$  mit dem Magnetfeld  $\vec{B}$ , das durch die relative Bewegung der Ladung des Atomkerns entsteht. Es gilt

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{e}{mc} \vec{S} \cdot \vec{B}, \quad (3.16)$$

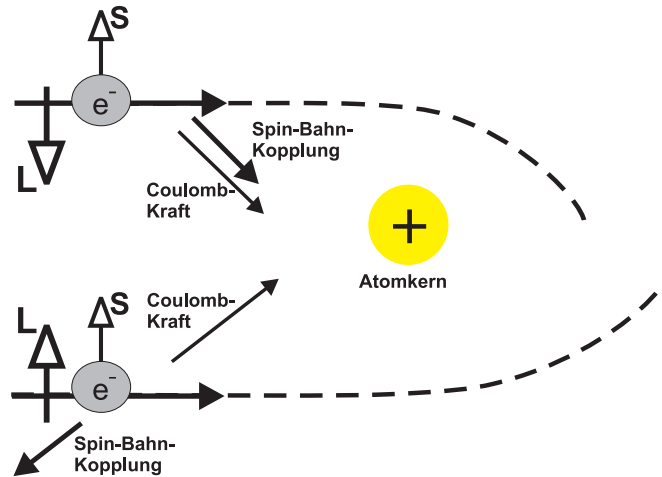
wobei  $\vec{S}$  für den Spin der Elektronen und  $e$  bzw.  $m$  - für die Elektronladung und Elektronmasse stehen. Der dazu gehörige Potentialterm  $V_{LS}$  ist gegeben durch

$$V_{LS} = \frac{Ze^2}{r^3(mc^2)} \vec{S} \cdot [\vec{r} \times \vec{p}]. \quad (3.17)$$

Hierin beschreibt  $r$  den Abstand zwischen Elektron und dem Atomkern,  $Z$  die Ladungszahl des Kerns und  $p$  den Impuls des Elektrons. Berücksichtigt man jetzt das Verhältnis  $[\vec{r} \times \vec{p}] = \vec{L}$  ( $\vec{L}$  ist der Bahndrehimpuls des Elektrons relativ zum Kern) ergibt sich dann

$$V_{LS} = \frac{Ze^2}{r^3(mc^2)} \vec{S} \cdot \vec{L}. \quad (3.18)$$

Da die Spin-Bahn-Wechselwirkung ein Skalarprodukt des Spins und des Drehimpulses enthält, behält auch das volle Streupotential den asymmetrischen Term, der abhängig von der Bahn des Elektrons ist: Je nachdem, ob das Elektron den Atomkern links oder rechts passiert, verändert sich auch das Potential für verschiedene Spinrichtungen, wie es in Abb. 3.8 dargestellt ist.



**Abbildung 3.8:** Schematische Darstellung der Mott-Streuung polarisierter Elektronen an einem punktförmigen Atomkern.

Als Ergebnis verändert sich auch der effektive Radius des Coulombpotentials des Kerns in Abhängigkeit von Spin und der Bahn des Elektrons, was zu einer Asymmetrie im differentiellen Wirkungsquerschnitt führt. Die Asymmetrie in den Wirkungsquerschnitten steigt mit der Kernladungszahl und ist maximal, wenn der Spin senkrecht zur Streuebene orientiert ist.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des Prozesses ist eine Zusammensetzung von einem spinunabhängigen Teil und einem spinabhängigen Teil und ist beschrieben durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{sp-unabh}} \cdot \left[ 1 - S(\theta, E, Z) \cdot \vec{P} \cdot \vec{n} \right] \quad (3.19)$$

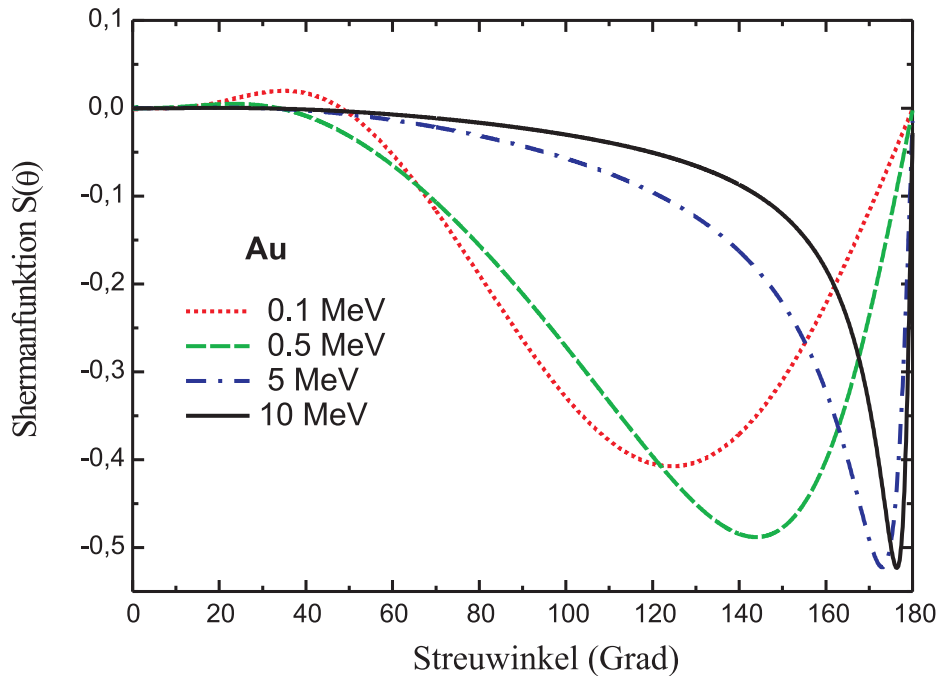
$$\vec{P} \cdot \vec{n} = P_{\perp} \sin(\phi).$$

In dieser Gleichung bezeichnet  $S(\theta, E, Z)$  die Analysierstärke, die vom Streuwinkel  $\theta$ , der Energie  $E$  des Elektrons und der Kernladungszahl  $Z$  des Targetmaterials abhängig ist,  $\vec{n}$  den normierten Vektor, der senkrecht zur Streuebene steht. Dabei ist  $P_{\perp}$  die transversale Komponente der Polarisation und  $\phi$  der Azimutwinkel zwischen dem Polarisationsvektor und der Streuebene. Der polarisationsunabhängige Teil  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{sp-unabh}}$  ist durch die Mott-Steuformel gegeben [51, 66]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{sp-unabh}} = \left(\frac{Ze^2}{4E}\right) \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} (1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}). \quad (3.20)$$

Die Analysierstärke, welche auch als Shermanfunktion bezeichnet wird, wurde von Sherman [67] in der Annahme eines punktförmigen Kerns theoretisch berechnet. Für Energien von mehreren MeV erwartet man Abweichungen abhängig von Kerngröße und magnetischem Moment [68]. Diese sind relativ ungenau bekannt und könnten eventuell am S-DALINAC erstmals gemessen werden.

Der Zahlenwert der Shermanfunktion gibt den maximalen Wert der Asymmetrie an, die gemessen wird, falls der Elektronenstrahl vollständig polarisiert ist. Später wurde auch die Abschirmung des Coulomb-Feldes der Valenzelektronen in Betracht genommen [69–71]. Die Shermanfunktion kann nicht nur ausgerechnet, sondern auch experimentell bestimmt werden, wie es in [72] gezeigt ist. Der Graph in Abbildung 3.9 zeigt die Winkelabhängigkeit der Shermanfunktion für verschiedene Elektronenergien. Wie man erkennen kann, besitzt die Kurve bei einer Elektronenenergie von 100 keV (die Energie, die für die Darmstädter polarisierte Quelle relevant ist) ein breites Maximum bei  $\theta = 120^\circ$ .



**Abbildung 3.9:** Abhängigkeit der Shermanfunktion vom Streuwinkel für verschiedene Energien bei Streuung an einem Gold-Target. Die Kurven wurden mit Gleichungen aus [73] berechnet.

Aus der Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel  $\theta$  und des Azimutwinkels zwischen dem Polarisationsvektor und der Streuebene  $\varphi$ , ergibt sich, dass die

maximale Zählratenasymmetrie für 100 keV Elektronen bei  $120^\circ$  Streuwinkel für die beiden Spinorientierungen  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 270^\circ$  erreicht wird. Dies entspricht der Registrierung der Elektronen mit gleicher Spinausrichtung von zwei Detektoren links und rechts unter  $120^\circ$ . Die Zählratenasymmetrie ist definiert durch

$$A = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta,\varphi=270^\circ} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta,\varphi=90^\circ}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta,\varphi=270^\circ} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta,\varphi=90^\circ}} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}. \quad (3.21)$$

Mit Gl. (3.20) ergibt sich der Zusammenhang zwischen gemessener Asymmetrie und Polarisati-  
on

$$A = P_t \cdot S(\theta, E, Z). \quad (3.22)$$

Die Mottpolarimetrie ist nur auf die transversale Komponente  $P_\perp$  der Polarisation empfindlich, deswegen muss zur Messung die longitudinale Strahlpolarisation in die transversale Richtung gedreht werden. Dafür ist ein Spinrotator vor dem Mott-Polarimeter installiert (vgl. Kap. 4.5.3). Weiterhin kann die Mott-Streuung zur Polarisationsanalyse nur für Energien bis zu einigen MeV benutzt werden. Bei höheren Energien verschiebt sich das Maximum der Shermanfunktion zu einem größeren Streuwinkel (vgl. Abb. 3.9). Dabei nimmt der Mottwirkungsquerschnitt bei diesen Rückwinkeln sehr stark ab. Auch die Dicke des Targets spielt bei der Bestimmung des Polarisationsgrades mit Mott-Streuung eine entscheidende Rolle, da auftretende Mehrfachstreuung im Material das Messergebnis verfälschen kann. Dann muss eine Targetdickeextrapolationsprozedur durchgeführt werden, mit der die effektive Shermanfunktion bestimmt werden kann. Die Funktionsweise dieses Verfahrens wird in Kap. 4.5.4 beschrieben.

### 3.9 Beschleunigung spinpolarisierter Elektronen

Für die meisten Experimente mit polarisierten Elektronen in der Kernphysik wird eine longitudinale Ausrichtung des Spins am Ort der Kollision mit dem Target benötigt; die transversale Polarisationskomponente erzeugt Effekte, die um den Faktor  $m/E$  unterdrückt sind. Da eine Quelle polarisierter Elektronen, die auf eine Photoemission aus GaAs-Kristall basiert, einen longitudinal polarisierten Strahl liefert, soll die Spinorientierung bis zum Experiment unverändert bleiben. Während der Beschleunigung und des Transports der Elektronen in einem rezirkulierenden Beschleuniger wie dem S-DALINAC kommt es zu einer Präzession des Spins im Magnetfeld der Strahlführungsmagnete. Ein Eindruck, wie stark der Spin in den am S-DALINAC verwendeten Magneten für verschiedene Endenergien gedreht wird, ist in Tabelle 3.1 gegeben.

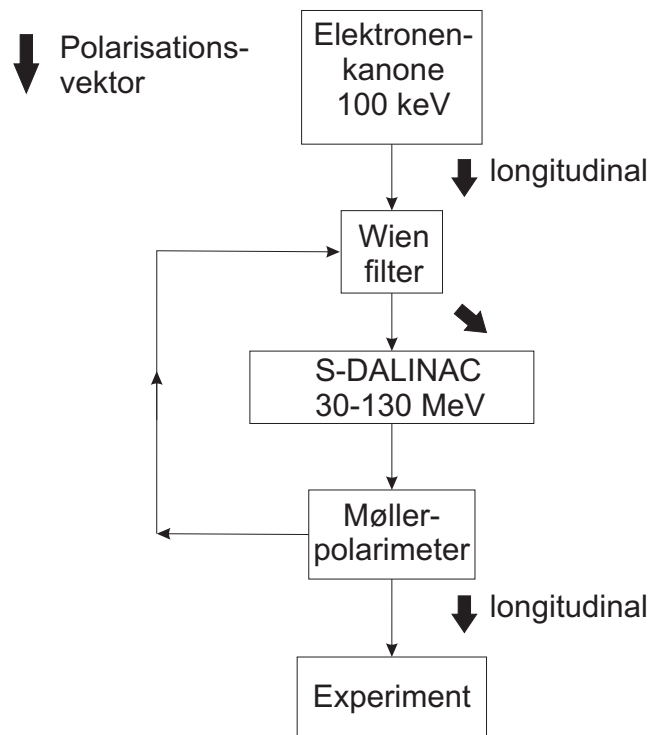
Die Rotation der Spinorientierung bei hochenergetischen Elektronen kann durch geeignete Wahl verschiedener Solenoiden und elektrostatischer Kondensatoren erreicht werden. Hierbei muss man aber mit sehr hohen Magnetfeldstärken rechnen, die nur mit supraleitenden Magneten erzeugt werden können. Der entstehende technische und finanzielle Aufwand ist nicht zu unterschätzen. Eine solche Anordnung von magnetischen und elektrostatischen Bauelementen benötigt unter anderem viel Platz für den Aufbau. Da dies am S-DALINAC nicht zur Verfügung gestellt werden konnte, käme auch diese Variante für Verwendung in Darmstadt nicht in Frage.

Eine andere Möglichkeit, die gewünschte Spinausrichtung zu erhalten, ist die Rotation des Spins um den passenden Winkel vor dem Eintritt in den supraleitenden Linac. Dies kann z.B. mit Hilfe eines Wienfilters erreicht werden. Da dieses Gerät eine sehr kompakte Bauform aufweist, wird es als Spindrehher in Darmstadt eingesetzt. Das Funktionsprinzip und der Aufbau des

Experimentier- platz	10 MeV + 1 × 40 MeV	10 MeV + 2 × 40 MeV	10 MeV + 3 × 40 MeV	5 MeV + 1 × 20 MeV	5 MeV + 2 × 20 MeV	5 MeV + 3 × 20 MeV
Hochenergie- Bremsstrahlungs- messplatz	4.1°	−36.8°	−110.3°	2.0°	−18.3°	−55.2°
QCLAM- Spektrometer	−0.4°	−45°	−122.1°	−0.2°	−22.5°	−61.1°
Energieverlust- Spektrometer	−16.3°	−73.5°	−163.4°	−8.2°	−36.7°	−81.7°

**Tabelle 3.1:** Winkel zwischen Spin und Impuls des Elektrons für verschiedene Energien an drei Experimentierplätzen des S-DALINAC

verwendeten Wien-Filters am S-DALINAC wird in Kapitel 4.5.3 vorgestellt. Eine Skizze, wie eine longitudinale Polarisation des Elektronenstrahls am Experiment, z.B. am QCLAM-Spektrometer, erzeugt wird, ist in Abb. 3.10 dargestellt. Das Konzept basiert auf einer Messung der Elektro-



**Abbildung 3.10:** Erhaltung longitudinaler Polarisation am Experiment.

nenpolarisation am Hochenergieende des S-DALINAC mit Hilfe eines Møller-Polarimeters [74] (das Polarimeter wird im Rahmen von [75, 76] entwickelt). Diese Information wird dann für die notwendige Drehung des Polarisationsvektors an der Quelle bei 100 keV verwendet, um die geforderte longitudinale Spinausrichtung am Experimentierplatz zu optimieren.



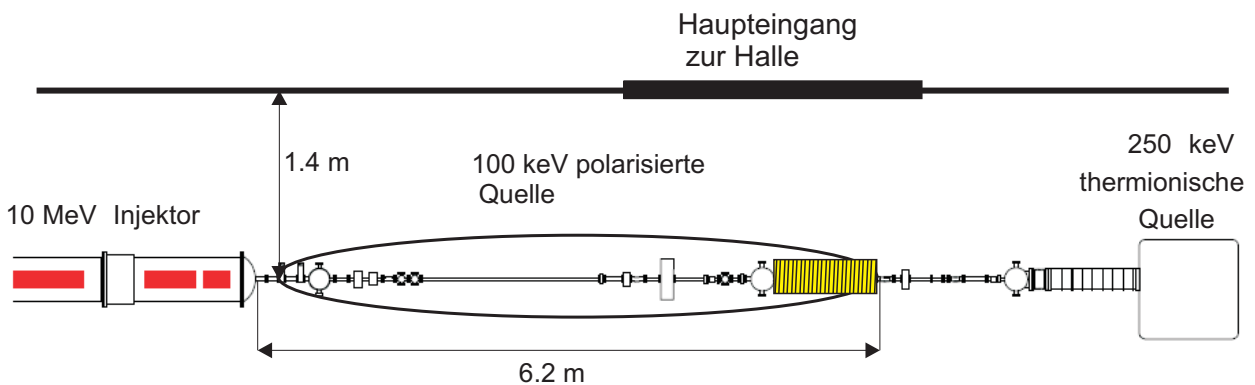
## 4 100-keV-Injektor für polarisierter Elektronen

Die im vorherigen Kapitel beschriebene Methode zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen aus GaAs-Kristallen wird auch an der Darmstädter Quelle polarisierter Elektronen verwendet. Um den technischen Aufwand für die Konstruktion in realistischen Grenzen zu halten, wurde die Quelle, die schon seit 20 Jahren erfolgreich am Mainzer Mikrotron in Betrieb ist, als Vorbild genommen [26, 77].

Der neue Injektor, bestehend aus einer Quelle polarisierter Elektronen und weiterführender Strahlführung, sollte an einer funktionierenden Beschleunigeranlage implementiert werden und den alten normalleitenden Teil des S-DALINAC ersetzen. Dabei ist zu erwähnen, dass die neue Quelle die vorhandene thermionische Quelle ergänzen und die Strahlführung von den zwei entstehenden Elektronenstrahlen mit verschiedenen Energien benutzt werden sollte. Die Komponenten des neuen normalleitenden Injektors sollen in der Lage sein, polarisierte Elektronen mit einer Energie von 100 keV und Elektronen mit 250 keV aus der thermionischen Quelle für die Weiterbeschleunigung im S-DALINAC vorzubereiten. Wie dies realisiert werden konnte, wird in diesem Kapitel erörtert. Dabei werden die einzelnen Komponenten des neuen Injektorsystems vorgestellt und die Ergebnisse der ersten Testmessungen diskutiert.

### 4.1 Designkriterien

An den gesamten mechanischen Aufbau des neuen Injektors und an die Eigenschaften des polarisierten Elektronenstrahls wurden einige Anforderungen gestellt. Zum einen sollte aufgrund der räumlichen Begrenzung die Konstruktion sehr kompakt gehalten werden. Dabei mussten alle Transport- und Sicherheitswege in die und aus der Beschleunigerhalle berücksichtigt werden. Abbildung 4.1 zeigt die räumlichen Verhältnisse in der Beschleunigerhalle sowie den Platz, der für den Aufbau der polarisierten Quelle in Frage kam. Aus dem Bild wird deutlich, dass dem gesamten Aufbau nur ca. 6 m frei zur Verfügung standen.



**Abbildung 4.1:** Darstellung der räumlichen Dimensionen, die dem Aufbau zur Verfügung standen. Gelb gestrichelt ist der Transportweg für die schweren Kryostatmodule gekennzeichnet. Die Hallendeckenhöhe beträgt 4 m und die Strahlachse verläuft 1.56 m über dem Boden.

Zum anderen soll der polarisierte Elektronenstrahl einige wichtige Eigenschaften besitzen, um in dem supraleitenden Teil des S-DALINAC weiter beschleunigt werden zu können. Der Strahl muss beim Eintritt in den supraleitenden Teil des Injektorlinacs eine geringe Energieschärfe ( $\Delta E/E \leq 1 \cdot 10^{-4}$ ) und eine kleine normierte Emittanz  $\epsilon_{x,y} \leq 1 \text{ mm mrad}$  aufweisen



sowie eine Zeitstruktur von 3 GHz oder einer Subharmonischen dieser Betriebsfrequenz des S-DALINAC. Ferner müssen die Elektronenbunche für die weitere Beschleunigung mit geringer Energieunschärfe eine Pulslänge von  $\leq 5$  ps besitzen.

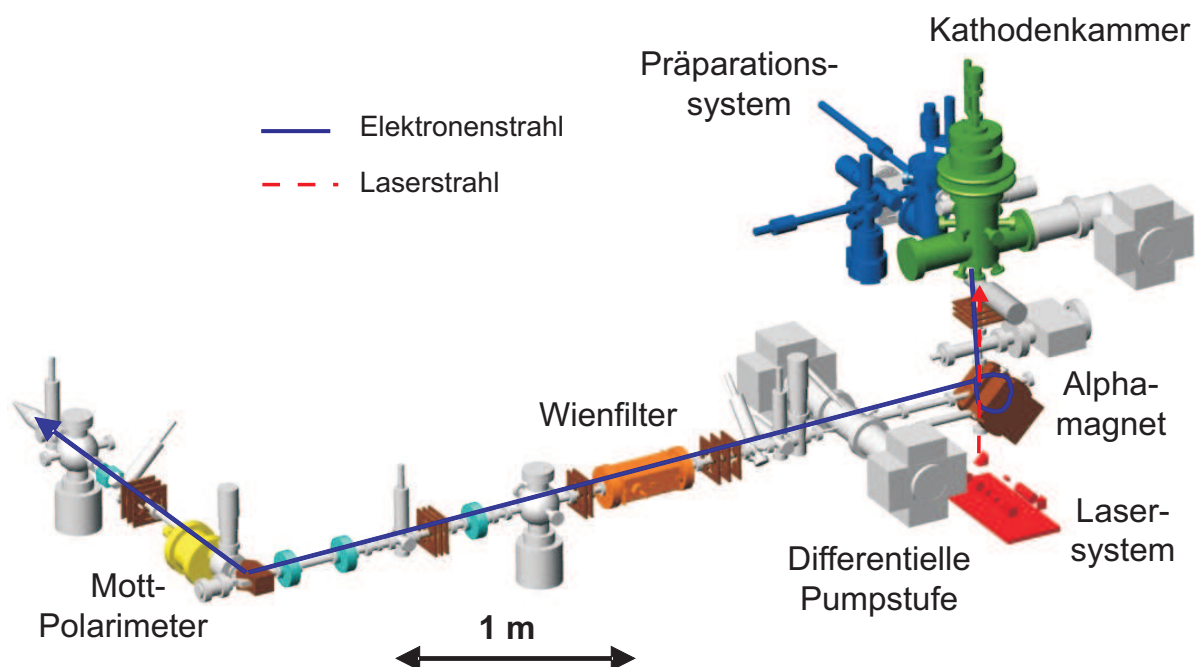
Für Experimente mit dem polarisierten Elektronenstrahl spielen auch Polarisationsgrad und Strahlstrom eine entscheidende Rolle, wie in Kapitel 3.1 bereits gezeigt wurde. Diese Parameter sollen im Bereich von 80 % für die Polarisation und  $50 \mu\text{A}$  für den Strahlstrom liegen.

Die Stabilität des Betriebs und eine hohe Verfügbarkeit des neuen Injektors sind erforderlich, um ein angestrebtes Experimentierprogramm durchführen zu können. Der neue Aufbau sollte im S-DALINAC integriert werden, ohne dabei einen langen Stillstand zu verursachen. Dafür wurden alle wichtigen Komponenten der neuen Quelle polarisierter Elektronen zunächst numerisch simuliert. Dies wurde u.a. im Rahmen von [78–80] durchgeführt. Anschließend wurden die wesentlichen Bauteile der Quelle und der nachfolgenden Strahlführung an einem separaten Teststand aufgebaut und getestet.

## 4.2 Teststand

Um die Strahl- und Aufbaueigenschaften unabhängig vom möglichen Experimentierbetrieb am Beschleuniger testen zu können, wurde in einem abgesicherten Labor ein separater Teststand aufgebaut. Der Teststand wurde so konzipiert, dass für den Aufbau am S-DALINAC nur minimale Änderungen vorgenommen werden mussten. Da die genaue Konstruktion schon detailliert in [27] erläutert wurde, beschränkt sich diese Arbeit auf letzte Modifikationen und Aufbauten, die seitdem am Teststand durchgeführt wurden, und präsentiert weiter gehender Messwerte.

In Abbildung 4.2 ist eine CAD-Zeichnung des Teststands zu sehen, wie er vor der Montage am S-DALINAC aufgebaut war.



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung des Teststands. Der Elektronenstrahl (durchgezogen markiert) wird in der Kathodenkammer aus der GaAs-Kathode emittiert und mittels eines  $\alpha$ -Magneten in die horizontale Diagnose-Strahlführung gelenkt. Der Laserstrahl (gestrichelt markiert) wird von außerhalb über ein zusätzliches Optik-Aufbau unterhalb der Quelle auf die Kathode fokussiert.

---

Die polarisierten Elektronen werden in der Kathodenkammer durch Bestrahlung einer GaAs-Photokathode mit zirkularpolarisiertem Laserlicht erzeugt. Der Laserstrahl, der aus einem separat aufgebautem System durch eine Glasfaser geleitet wird, wird unterhalb des  $\alpha$ -Magneten<sup>3</sup> in das Vakuumsystem eingeführt und auf die Kathode fokussiert. Der emittierte Elektronenstrahl läuft dem Laserstrahl entgegen und gelangt nach einer statischen Beschleunigung mit einer Energie von 100 keV in die vertikale Strahlführung. Hier wird er in einem Quadrupol-Triplett fokussiert und mit Hilfe des  $\alpha$ -Magneten um 90° in den horizontalen Teil der Strahlführung umgelenkt.

Ein Vakuumsystem für die Kathodenpräparation und den Kathodenaustausch wurde neben der Hauptkammer der Quelle montiert. Der Teil der Quelle, der die Kathodenkammer, das Präparationssystem und die gesamte vertikale Strahlführung, einschließlich der differentiellen Pumpstufe, enthält, wird unter Ultrahochvakuumbedingungen (Druck  $\leq 10^{-11}$  mbar) gehalten, um die Zerstörung der NEA-Oberfläche durch den Einfluss des Restgases zu verlangsamen.

Der horizontale Teil der Strahlführung besteht aus verschiedenen Diagnoseelementen, wie z.B. Leuchtschirmen und Faraday-Cups für eine Strahlpositionsanalyse und Strommessung, einem Wienfilter für Spinmanipulationen und einem Mott-Polarimeter für Polarisationsmessungen. Eine 3-GHz-Zeitstruktur kann dem kontinuierlichen Elektronenstrahl in der Hochfrequenzsektion der Strahlführung aufgeprägt werden. Diese besteht aus drei Hochfrequenzkavitäten: einem Chopper, um aus dem anfangs kontinuierlichen Strahl Elektronenpulse von 50 ps zu erzeugen und einem zweistufigen Bunchersystem mit 3-GHz- und 6-GHz-Buncher-Kavitäten, um die Elektronenpulse weiter stauchen zu können. Da kurze Pulse am Teststand nicht gemessen werden konnten, wurde auf den Einbau der Buncher-Kavitäten am Teststand verzichtet. Die Funktionalität der Chopper-Kavität konnte hingegen getestet werden und wurde in [81] gezeigt. Über die Eigenschaften der Hochfrequenzresonatoren wird in Kap. 4.5.5 genau berichtet. Um die beschränkte Lebensdauer der Photokathode voll ausnutzen zu können, wurde in [27] auch die Möglichkeit der Erzeugung eines gepulsten Elektronenstrahls untersucht. Das für die Elektronenemission benötigte Lasersystem wurde in einem von der Quelle räumlich getrennten Zimmer aufgebaut und durch eine Glasfaserleitung zu einem optischen Aufbau unter dem  $\alpha$ -Magneten geleitet. Abbildung 4.3 zeigt ein Lichtbild des Teststands im endgültigen Zustand. Die Hauptkammer der Quelle mit dem dazugehörigen Präparationssystem ist im Hintergrund des Bildes zu erkennen. Im Vordergrund ist das Mott-Polarimeter zu sehen. Während des Einsatzes des Teststands für die neue Quelle polarisierten Elektronen wurden verschiedene Arten der Photokathoden, Präparationsverfahren und Laserdioden getestet. Die für den Einsatz am S-DALINAC wichtigen Strahlführungselemente, wie das Wienfilter und das Mott-Polarimeter, wurden im Betrieb erprobt. Es war auch möglich am Teststand in Kollaboration mit der KTH Stockholm, dem GSI-Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung Darmstadt und der Universität Heidelberg erste Experimente zur Untersuchung der Bremsstrahlungspolarisation von polarisierten Elektronen durchzuführen [24, 25].

---

### 4.3 Lichtquellen

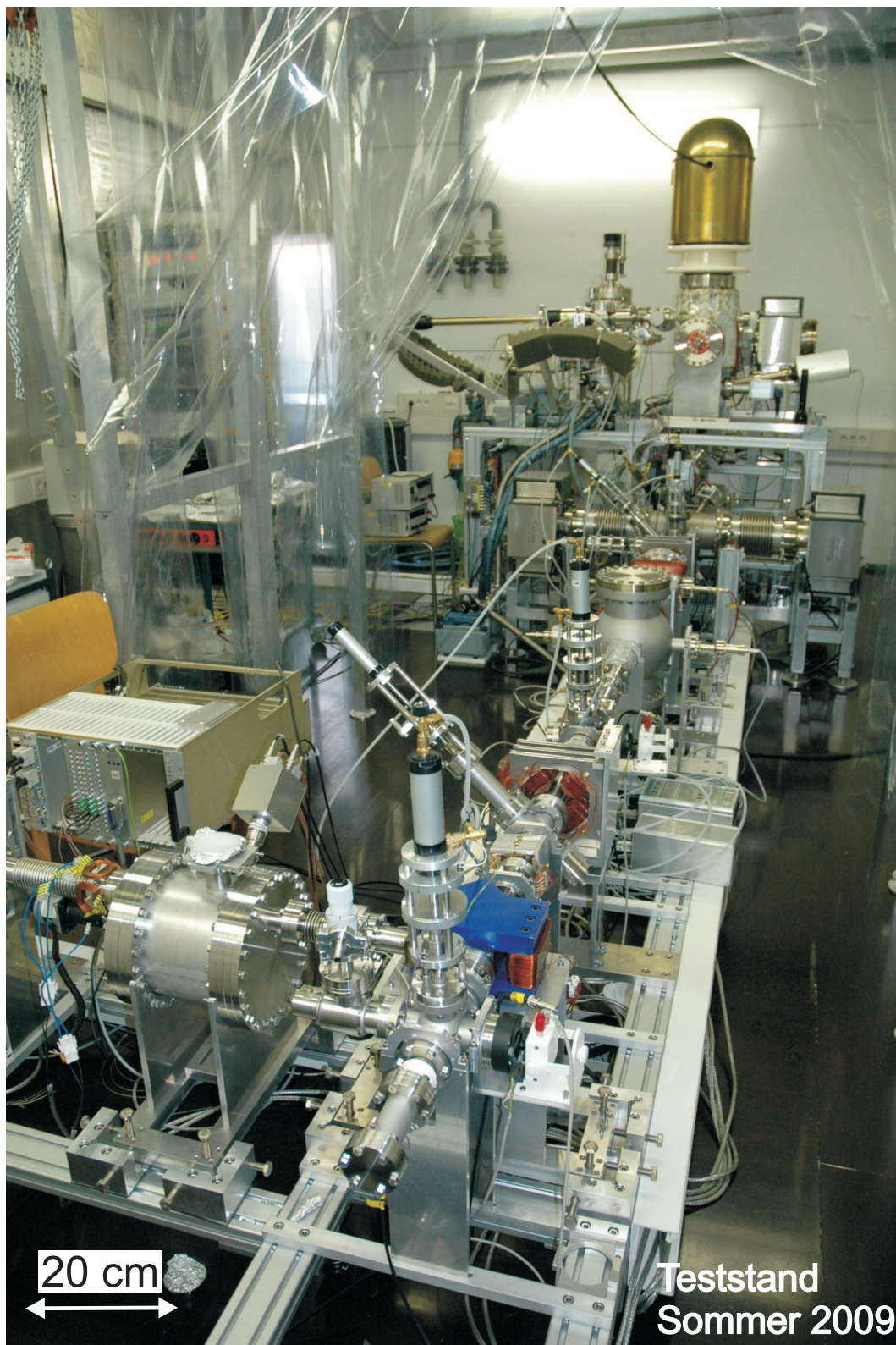
---

Um mit einer GaAs-Photokathode spinpolarisierte Elektronen zu produzieren, wird eine Lichtquelle benötigt, die Photonen mit einer speziellen Wellenlänge, die auf die Bandlücke des GaAs Kristalls abgestimmt ist, produziert. Dabei wird nur ein  $m_j = +1$  oder  $m_j = -1$ -Unterzustand im Valenzband bevölkert.

---

<sup>3</sup> Die Elektronenbahn beschreibt in diesem Magneten eine Trajektorie, die einem griechischen  $\alpha$  ähnlich ist.





**Abbildung 4.3:** Foto des Teststands in seinem endgültigen Zustand. Im hinteren Teil des Bildes ist die Kathodenkammer mit der Koronaabschirmung zu sehen und im Vordergrund ist das Mott-Polarimeter sichtbar.

---

An das Lasersystem werden einige Rahmenbedingungen gestellt, die sich aus den Eigenschaften des Kathodenmaterials, Betriebsbedingungen und räumlichen Begrenzungen ergeben:

- Die Wellenlänge des Laserstrahls soll der Bandlücke der jeweiligen Photokathode entsprechen. Da verschiedene Kathodenarten am S-DALINAC im Einsatz sind<sup>4</sup> soll es möglich sein, die Wellenlänge des Lasers zu verändern.
- Die Leistung des Laserlichts auf der Kathode soll bis zu 300 mW betragen, damit auch bei sinkender Quantenausbeute noch genügend Strom extrahiert werden kann. Da am S-DALINAC das Lasersystem nicht in der Beschleunigerhalle platziert ist, sondern über eine Lasertransferanordnung aus einem separaten Labor geleitet wird sind die Transmissionsverluste unvermeidlich. Bei vorhandenem Transfer betragen diese ca. 50 %, daher ist am Laser eine Ausgangsleistung von 0.5 mW bis 1 W erforderlich.
- Um eine gute Fokussierbarkeit auf der Photokathode zu ermöglichen, soll das Laserprofil möglichst gaußförmig und frei von Fehlern sein.
- Für die Beschleunigung in den supraleitenden Strukturen des Linacs und daher für bessere Ausnutzung der begrenzten Lebensdauer der Photokathode soll das System in der Lage sein, einen mit 3 GHz modulierten gepulsten Laserstrahl zu liefern. Betrachtet man das Experimentierprogramm am S-DALINAC, dann stellt sich heraus, dass eine im MHz-Bereich liegende Repetitionsrate die Untergrundunterdrückung einer durch Messung der Elektronenmesszeit, wie sie am S-DALINAC für Elektronenstreuung bereits durchgeführt wurde [82], verbessert.
- Eine einfache Handhabung des Systems und kommerziell erhältliche Ersatzteile sollen die Bedienung des Lasersystems erleichtern.

Es kommen zwei verschiedene Lasersysteme in Frage, die alle oben genannte Anforderungen erfüllen. Zum einem ist das ein Titan-Saphir-Laser und zum anderem eine modulierte Single-Mode-Laserdiode. Die Eigenschaften der beiden Lasersystemen werden detailliert in [83] diskutiert. Deswegen beschränkt sich diese Arbeit im Folgenden nur auf eine kurze Erklärung der beiden Systeme. Die ersten Betriebserfahrungen mit beiden Systemen werden in Kapitel 5 vorgestellt.

---

#### 4.3.1 Titan-Saphir-Lasersystem

---

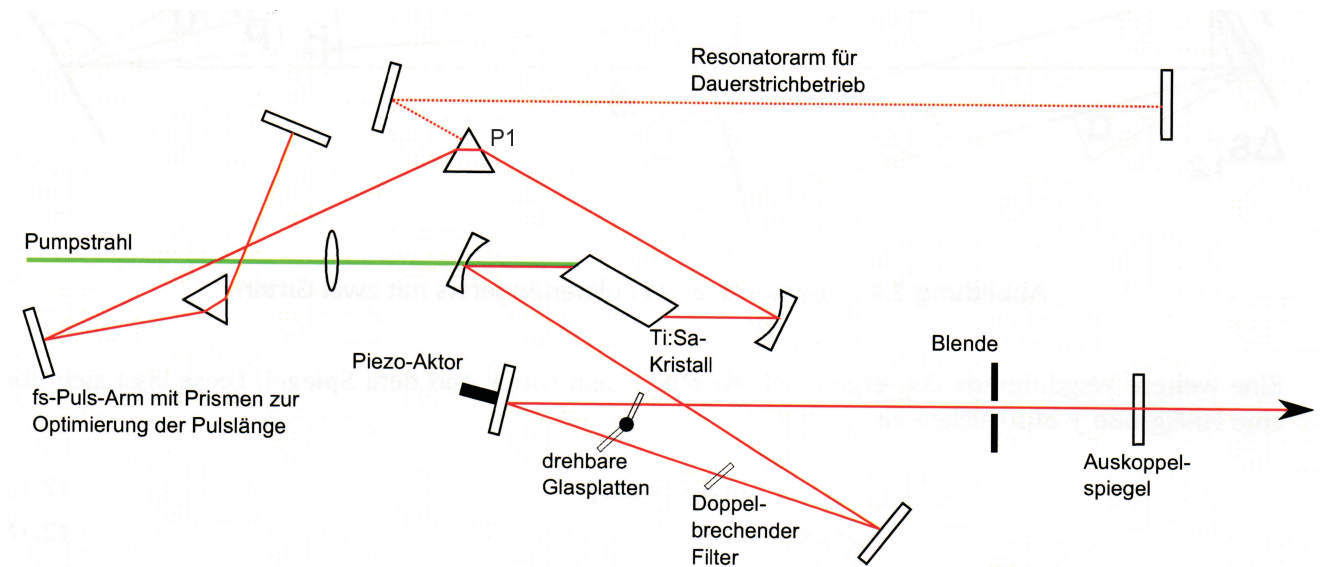
Das Titan-Saphir-Lasersystem, bestehend aus einem Titan-Saphir-Oszillator Mira HP-D [84] und einem Nd:YAG (Verdi<sup>TM</sup>) Pumplaser, stellt Licht mit Wellenlängen zwischen 680 und 1000 nm zur Verfügung. Der Pumplaser hat eine Wellenlänge von 532 nm und eine Laserleistung von bis zu 18 Watt. Dieses Licht wird in den Resonator des Ti:Sa-Kristalls eingekoppelt und regt die Atome in diesem an. Das System kann sowohl einen kontinuierlichen als auch einen gepulsten Laserstrahl mit Pulslängen von 220 fs bis einigen ps liefern. Für die Quelle polarisierter Elektronen ist anzunehmen, dass langfristig gepulste Elektronenstrahlen verstärkt nachgefragt werden. Ein Diodenlaser ist allerdings leichter zu handhaben. Die Funktionalität des Chopper-Prebuncher-Systems konnte beispielsweise nur mit einem kontinuierlichen Elektronenstrahl überprüft werden, ebenso die verschiedenen Kathoden-Charakteristika (Quantenausbeute und Polarisation).

---

<sup>4</sup> Strained-Layer-Kathoden, die bei einer Wellenlänge des Lichts von 830 nm Elektronen mit einer maximalen Polarisation von 76% und Superlattice-Kathoden, die bei einer Wellenlänge von 780 nm die Elektronen mit einer Polarisation von 86% emittieren.



Die Ausgangsleistung des Titan-Saphir Lasers hängt sehr stark von der gewählten Betriebsart ab.



**Abbildung 4.4:** Schematische Darstellung des Resonators des Titan-Saphir-Lasers. In grün ist der Pumpstrahl und in rot der Strahlengang des Titan-Saphir-Lasers im Resonator gekennzeichnet.

Abbildung 4.4 skizziert die Anordnung und den Strahlengang des Titan-Saphir-Lasers. Durch Bewegen des Prismas *P1* lässt sich der Betriebsart wechseln. Steht das Prisma im Strahlengang, wird der Pulsbetrieb angeregt. Ist dies nicht der Fall, wird der obere Teil des Resonators für den Dauerstrichbetrieb verwendet. Nachdem der Laserstrahl den Resonator verlassen hat, wird ein Teil von ihm für die Diagnose ausgekoppelt. Es wird in einem Spektrometer [85] eine Wellenlängen-Analyse durchgeführt und mittels zweier Quadrantendetektoren die Strahllage bestimmt. Wenn keine ultrakurze Laserpulse gewünscht sind, wird der Strahl durch ein Pulsverlängerer, der im Rahmen von [86] aufgebaut wurde, geleitet.

Um Schaden der Laserkomponenten aufgrund der Strahlenbelastung zu vermeiden und permanenten Zugang zum System zu haben, wurde alles in einem separaten Labor aufgebaut. Um den Laserstrahl zur etwa 40 m entfernten Photokathode zu leiten, wurde ein Stahltransfer, bestehend aus einem evakuierten Rohrsystem und acht Umlenkspiegeln montiert. Zusätzlich zum Rohrsystem wurde auch ein Glasfaserkabel verlegt, um den kontinuierlichen Strahl des Diodenlaser mit Leistungen unter 100 mW optimal in die Halle zu leiten. Um die Strahlungsresistenz der Glasfaser zu testen, wurde diese für drei Monate während des Hochenergieexperimentierbetriebs des S-DALINAC in der Halle platziert. Der durchgeführte Test zeigte keine Schäden an der Faser auf. In der Halle wird das Laserlicht auf dem optischen Tisch direkt unter der Quelle für den polarisierten Betrieb präpariert. Im Speziellen werden

- mittels positionssensitiven Detektoren die Strahllage bestimmt und über eine Regelschleife korrigiert [87],
- über einen elektro-optischen Modulator und einen Polarisator die Intensität geregelt,
- in einer Pockelszelle die notwendige zirkuläre Polarisation erzeugt, wodurch es möglich wird, die Helizität des Laserlichts mit einer Rate von 30 Hz zu wechseln und

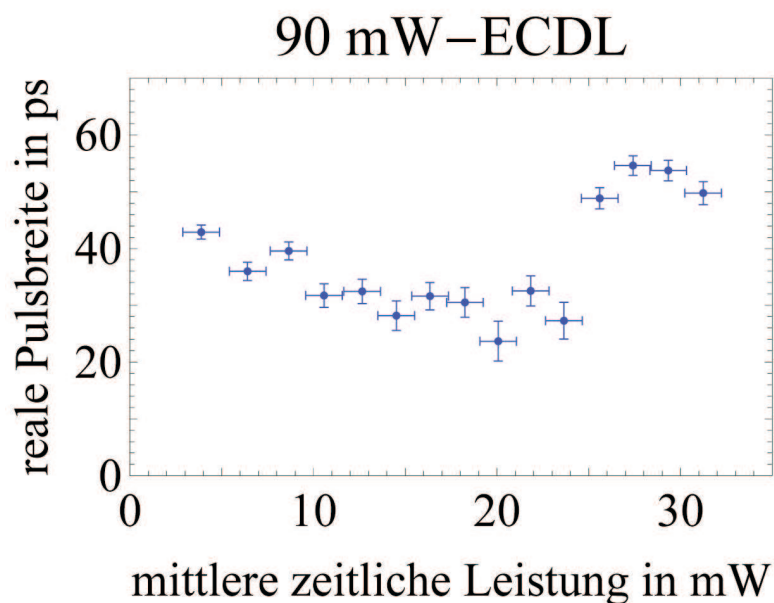
- mit einem Stokes-Polarimeter [88] die Polarisation des Lasers bestimmt.

Um einen stabilen Betrieb mit dem Titan-Saphir-Lasersystem zu gewährleisten, sollen für den Resonator konstante Bedingungen herrschen. Die Temperatureffekte werden in Grenzen gehalten, indem der Resonator in einer Styroporhülle untergebracht, welche den Einfluss der Temperatur im Labor auf die wichtigen Laserparameter, wie Wellenlänge und Leistung, verringert [86]. Um die Pulslänge des Laserstrahls zu kontrollieren, wird im Rahmen von [89] ein Autokorellator entwickelt. Dieses Gerät wird es ermöglichen, sowohl die Femtosekunden-Pulse aus dem Ti:Sa-Resonator, als auch die bis einige Pikosekunden langen Pulse nach dem Pulsverlängerer und aus den verwendeten Laserdioden zu messen.

Die emittierten Elektronen aus der GaAs-Photokathode werden nur dann im S-DALINAC beschleunigt, wenn sie nicht nur eine Zeitstruktur von 3 GHz aufweisen und in etwa 5 ps lange Pakete zusammengepresst sind, sondern wenn sie in einem kleinen Zeitfenster in den Beschleuniger eintreten. Um dies zu erreichen, soll die Repetitionsfrequenz des Lasers mit der des Beschleunigers exakt übereinstimmen, wobei auch die Phasendifferenz konstant bleiben soll. Dafür ist das Lasersystem an ein Referenzsignal aus dem S-DALINAC Master-Oszillator gekoppelt. Die Phasenstabilisierung erfolgt über das käufliche System Coherent Synchrolock-AP [90].

#### 4.3.2 Diodenlasersystem

Eine andere Möglichkeit, einen Laserstrahl mit 3 GHz Repetitionsrate zu erzeugen, ist das Aufmodulieren des Hochfrequenz-Signals auf das Licht einer Halbleiter Laserdiode. Die prinzipielle Funktionalität eines solchen Lasersystems mit Wellenlänge von 830 nm wurde schon gezeigt [27, 91]. Momentan werden an der Quelle polarisierter Elektronen in Darmstadt die hochpolarisierten Superlattice-Kathoden verwendet, die bei 780 nm Wellenlänge optimale Betriebsparameter aufweisen. Deswegen wurden im Rahmen [92] verschiedene Laserdioden zur Überprüfung der Modulation untersucht. Abbildung 4.5 zeigt die gemessene Pulsbreite des La-



**Abbildung 4.5:** Pulsbreite des 90 mW Diodenlasers bei einer Hochfrequenz-Leistung von 760 mW (aus [92]).

serpulses in Abhängigkeit der über die Zeit gemittelten optischen Laserleistung bei einer be-

---

stimmt hohen Frequenzen Leistung des harmonischen 3-GHz-Signals des Master-Oszillators<sup>5</sup>. Wie aus der Messung [92] klar wird, stellen Pulslängen von weniger als 50 ps prinzipiell kein Problem dar. Allerdings wurde in einer weiteren Untersuchung festgestellt, das Verhältnis des kontinuierlichen Signals zu Pulsleistung noch viel zu hoch ist. Die gefundene Einstellung des untergrundarmen Elektronenbunches der Laserdiode benötigt jedoch eine optische Nachverstärkung des Laserpulses. Dieses Problem kann mit geringem Aufwand behoben werden.

Für Experimente mit unpolarisierten Elektronen und hohen Strahlströmen sowie für die ersten Tests an der Quelle polarisierter Elektronen wurde eine Laserdiode, die einen Laserstrahl mit 415 nm Wellenlänge und bis zum 800 mW Leistung liefern kann, erworben. Wie aus der Abhängigkeit der Quantenausbeute der GaAs-Photokathoden von der Wellenlänge deutlich wird (siehe Abb. 3.7), besitzt die Quantenausbeute in diesem Wellenlängenbereich sehr hohe Werte. Die Laserdiode ermöglicht bei einer Bulk GaAs-Kathode Quanteneffizienzen von über 20%. Der emittierte Elektronenstrahl, der nach dem Beschuss einer GaAs-Photokathode mit einem Laserstrahl solcher Wellenlänge resultiert, ist zwar unpolarisiert, könnte aber als gute Alternative zu einem Strahl aus der thermionischen Quelle sein. Die Diode wurde an einem freien Sichtfenster unterhalb der Kathodenkammer befestigt, da es keine Möglichkeit gibt, ein zusätzliches Fokussierelement einzufügen, um ein Auseinanderlaufen des Laserstrahls zu vermeiden.

---

## 4.4 Elektronenkanone

---

In diesem Abschnitt werden die Inbetriebnahme und einzelne Elemente der 100 keV polarisierten Quelle vorgestellt. Das Einführen des Kristalls in das Vakuumsystem sowie der Aufbau der Elektronenkanone werden beschrieben. Dabei wird das Hauptaugenmerk auf das Optimieren des Präparationsprozesses gelegt.

---

### 4.4.1 Mechanischer Aufbau

---

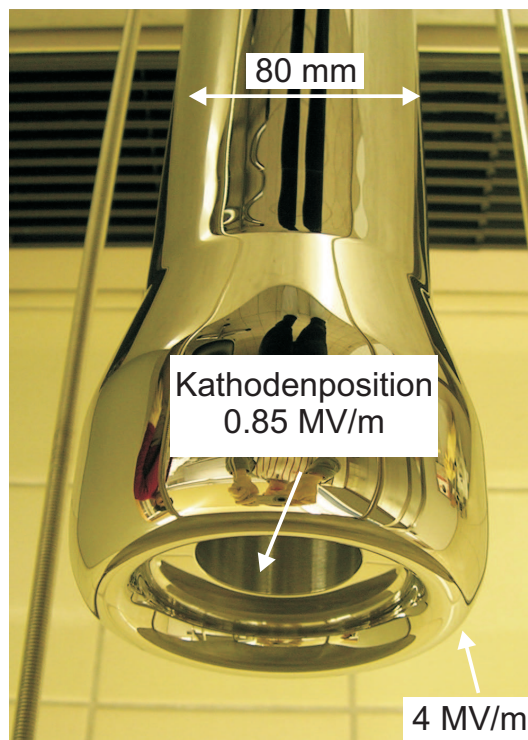
Die Elektronenquelle wurde ca. 1.5 m über der in der Beschleunigerhalle definierten Strahlachse aufgebaut. Die Quelle besteht aus einer Kathodenkammer, in der eine auf  $-100$  keV liegende Elektrode den GaAs-Kristall hält, und einer anschließenden 60 cm langen vertikalen Strahlführung, die den Aufbau über einen  $\alpha$ -Magneten mit dem Rest der Strahlführung verbindet. Der Magnet lenkt den Strahl um  $270^\circ$  ab, im Gegensatz zu einem herkömmlichen Dipolmagnet, in dem der Strahl um  $90^\circ$  abgelenkt wird. Der Magnet wurde von Universität Mainz übernommen [93], er sorgt für eine dispersionsfreie (Elektronen mit unterschiedlichen Energien werden in den gleichen Punkt abgebildet) Ablenkung des Elektronenstrahls. Der Strahl wird durch die vertikale Strahlführung mittels eines Quadrupol-Triplets und zweier Korrekturdipolmagnetpaare transportiert.

Bei der Konzeption der 100-keV-Elektronenkanone wurde eine Pierce-Kanone als Ausgangspunkt genommen [94]. Im Folgenden wurde das Design der Elektrode so optimiert, dass die Elektronen divergenzfrei aus der Photokathode austreten können [95]. Dabei erreicht das absolute elektrische Feld an der Kathodenoberfläche einen Wert von 0.85 MV/m und am Rand des Elektrodenkopfes einen von 4 MV/m. Um die Wahrscheinlichkeit der Feldemission zu reduzieren, wurde die Elektrode, die aus der Edelstahlsorte 1.4429-ESU (US-Norm 316LN) angefertigt wurde<sup>6</sup>, auf Hochglanz poliert. Ein Foto der polierten Elektrode mit gekennzeichneten Feldstärken ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Elektrode wird mittels eines angeschweißten Rohrs an

---

<sup>5</sup> Der Master-Oszillator ist ein Hochfrequenz-Signal-Generator, der für den S-DALINAC die Frequenz angibt.

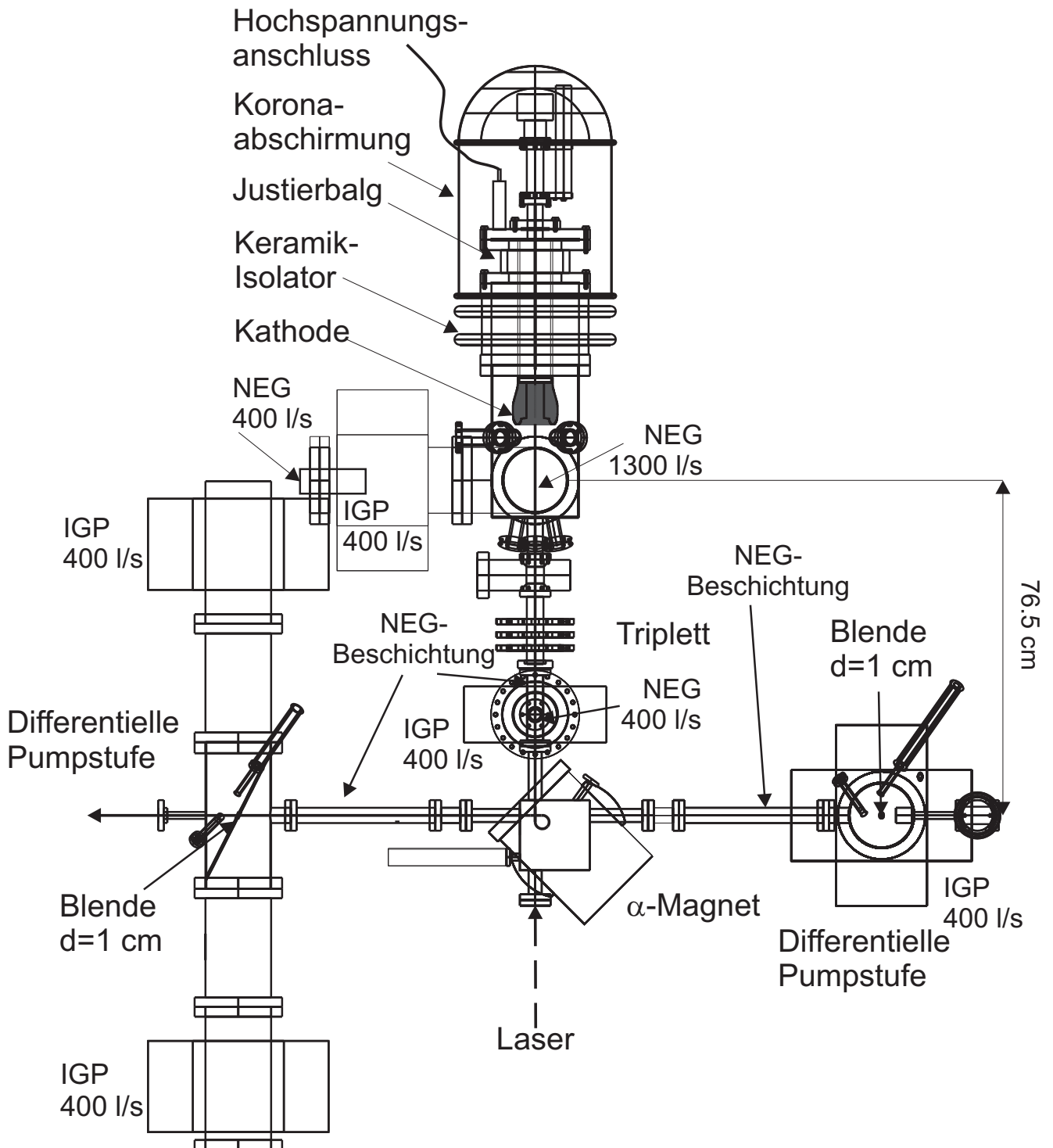
<sup>6</sup> Diese Stahlsorte besitzt eine sehr niedrige magnetische Permeabilität.



**Abbildung 4.6:** Foto der polierten Elektrode mit den für den jeweiligen Bereich gekennzeichneten Stärken des elektrischen Feldes. In der Mitte der Elektrode wird der Kathodenaufzug durch das Loch geführt.

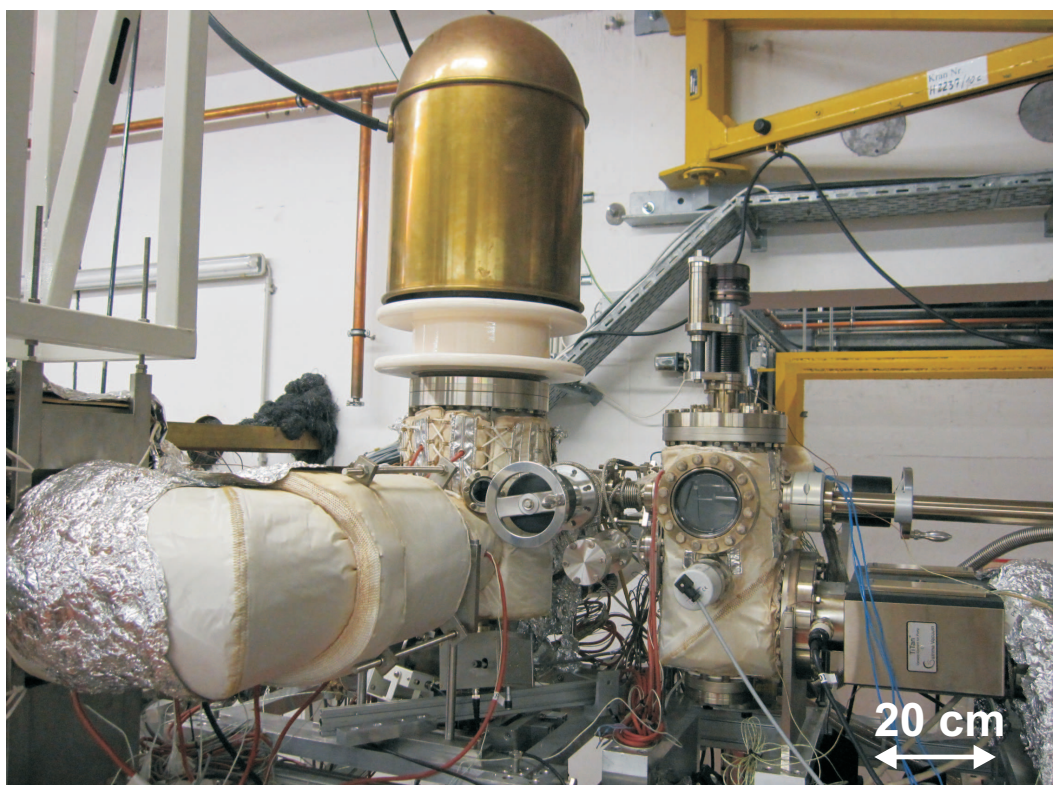
dem Deckel der Kathodenkammer montiert. Ein im Innerem der Elektrode vorhandener Aufzugsmechanismus erlaubt die vertikale Position der Kathode unter Erhaltung der Ultrahochvakuumbedingungen zu verändern. Diese Verschiebung ermöglicht einen Transfer von Kristallen aus dem Präparationssystem. Dafür wurden die Photokathoden in einem runden Halter (so genannten Puck) befestigt. Die Befestigung einer Kathode im Puck wird in Abschnitt 4.4.4 vorgestellt. Des Weiteren ist es möglich, mittels einer Drehdurchführung die Kathode rotieren zu lassen. Dies erlaubt, die Beleuchtungsstelle auf der Kathode zu verändern (wenn der Laserstrahl die Kathode nicht mittig trifft), ohne dabei den Emissionsort der Elektronen in Bezug auf die Strahlführung zu wechseln. Die Kathodenkammer selbst ist ein Hochvakuumgefäß der Nennweite (NW) 200, das zwei seitliche Anschlüsse für Pumpen hat. Eine Schnittzeichnung der Elektronenkanone ist in Abb. 4.7 gezeigt. Die Kopfseite der Kammer besitzt einen kompakten Keramik-Isolator (Fa. Friatec), der seinerseits mit einem kurzem Justierbalg verbunden ist. Den Abschluss der Vakuumkammer bildet ein Endflansch, der den Kathodenmanipulator, die Elektrode und den Hochspannungsanschluss trägt. Der Justierbalg erlaubt die Eindringtiefe der Elektrode in das Innere der Kammer zu regulieren, um eine präzise Ausrichtung der Hochspannungselektrode zur Kammer zu ermöglichen. Um mögliche Hochspannungsüberschläge zu vermeiden, wurde der hochspannungsführende Teil der Quelle mit einer Messing-Koronaabschirmung umhüllt. Diese enthält außer einer Öffnung für Hochspannungskabel auch ein Fenster und eine Halterung für ein Strommessgerät, um den Emissionsstrom direkt an der Kathode messen zu können. Alle scharfe Kanten und Ränder wurden abgerundet und die Oberflächen poliert. Die Kanone wird mit  $-100\text{ kV}$  über ein Hochspannungsnetzgerät, das  $-125\text{ kV}$  Spannung bei einer  $\frac{\Delta U}{U} = 10^{-5}$  Stabilität liefern kann, versorgt.





**Abbildung 4.7:** Schnitzzeichnung der Elektronenkanone mit der vertikalen Strahlführung, einschließlich zweier differentieller Pumpstufen in der Konstruktion, wie sie am S-DALINAC montiert werden. Der polarisierte Strahl wird nach dem Beschuss der Kathode mit einem von unten eingekoppelten Laserstrahl erzeugt. Der bis auf hundert keV vorbeschleunigte Strahl wird im  $\alpha$ -Magneten umgelenkt und in die horizontale Strahlführung injiziert. Als Pumpsysteme sind Ionengetterpumpen (IGP) und nicht evaporierbare Getterpumpen (NEG) mit ihrer Saugleistung eingezeichnet.

Die Bodenplatte der Vakuumkammer, die auf Erdpotential liegt, besitzt vier Rohrstutzen NW 35. Der zentral angeordnete Stutzen wird für den Elektronen- und Laserstrahl-Transport benutzt. Er ist direkt über ein Ganzmetall-Ventil mit der vertikalen Strahlführung verbunden. Zwei weitere Anschlüsse sind für die Beobachtung der Kathodenposition und des Laserflecks mit einer CCD-Kamera vorgesehen und sind mit Schaugläsern abgeschlossen. Einer von ihnen kann für eine alternative Lasereinkopplung verwendet werden. Am vierten Stutzen ist ein Restgasanalysator angeschlossen. An den seitlich angebrachten Rohrstutzen sind ebenfalls Schaugläser montiert. Hinzu kommt ein Vakuumsensor. Durch eine hintere Öffnung wird eine Verbindung zur Präparationskammer über ein Ventil<sup>7</sup> hergestellt. Die Kathoden werden mittels eines magnetischen Manipulators aus dem Präparationssystem, in dem die Aktivierung stattfindet, in die Kathodenkammer transferiert. Der Aufbau des Präparationssystems wird in Kapitel 4.4.3 vorgestellt. Ein Foto der Elektronenkanone am S-DALINAC ist in Abbildung 4.8 zu sehen.



**Abbildung 4.8:** Photographie der Quelle polarisierter Elektronen am S-DALINAC mit dem Präparationssystem (rechts).

Der Aufbau der polarisierten Quelle kann in zwei große Vakuumbereiche unterteilt werden, zum einem in die Elektronenkanone selbst, die die polarisierte Kathode beinhaltet, mit dem dazu gehörigem Präparationssystem und dem vertikalen Teil der Strahlführung der die Verbindung zwischen Kathode und dem Rest der Konstruktion herstellt. Dieser Teil des neuen Injektorsystems wird bei möglichst niedrigerem Druck von ca.  $10^{-11}$  mbar gehalten. Den anderen Teil der Quelle stellt die Strahlführung, die notwendig ist, um den emittierten polarisierten Stahl zu charakterisieren und/oder zum Experiment zu führen, dar. Dieser Teil befindet sich unter einem Druck von ca.  $10^{-9}$  mbar. Im Folgenden wird das Vakuumsystem der Quelle polarisierter Elektronen vorgestellt.

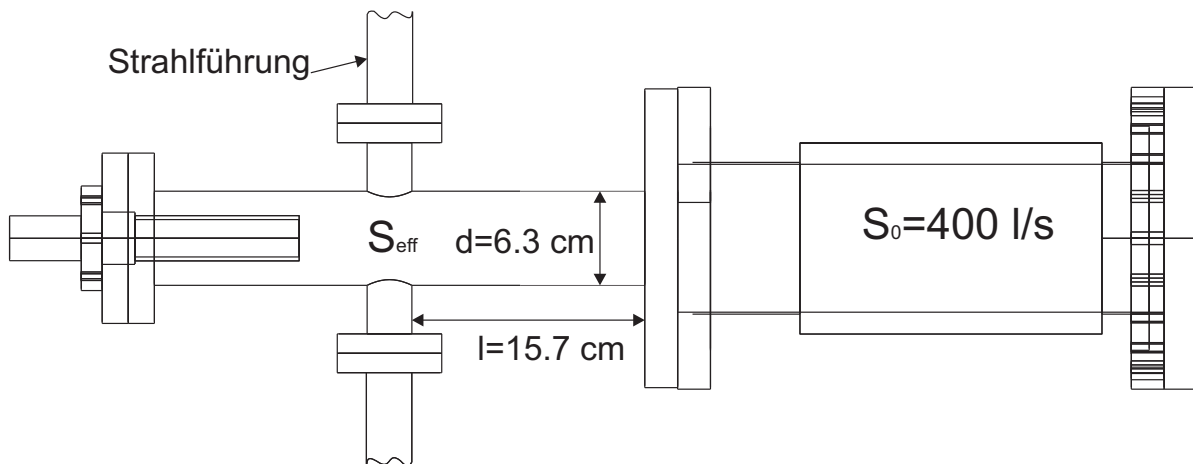
<sup>7</sup> Ganzmetall-Handventil der Fa. VAT

#### 4.4.2 Vakuumsystem

Wie bereits in Kapitel 3.6 erwähnt wurde, ist die CsO-Schicht, die für die negative Elektronenaffinität der Kathode zuständig ist, gegen Stöße mit Restgas-Ionen aus der Kathodenumgebung sehr empfindlich. Um die benötigte hohe Lebensdauer der Kathoden zu erreichen, sind Ultrahochvakuum-(UHV)-Bedingungen ( $\text{Druck} \leq 10^{-11}$ ) an der Quelle polarisierter Elektronen dringend notwendig. Um diese zu erreichen, wurde die Elektronenkanone so konzipiert, dass die entstehende Gaseinströmung durch die Dimensionierung des Pumpensystems und die Materialart ausgeglichen wird.

Das Vakuum wird in der Kathodenkammer durch zwei NEG-Pumpen (Non-Evaporable Getter) mit Saugleistungen von 1300 l/s bzw. 400 l/s, letztere wurde im Gegensatz zum Teststand neu montiert, und eine 400-l/s-Iongetterpumpe (IGP) erzeugt. Die vertikale Strahlführung besitzt zusätzlich eine 400-l/s-IGP und eine 400-l/s-NEG-Pumpe. Das Präparationssystem ist mit einer Kombination von einer 100-l/s-Iongetter- und einer 400-l/s-NEG-Pumpe ausgestattet.

Da die bestmöglichen Vakuumbedingungen nicht nur im Kathodenbereich notwendig sind, sondern auch in dem Strahl führenden Teil des Systems, wurde versucht, den Enddruck in der Strahlführung zu verbessern. Abbildung 4.9 zeigt den Abschnitt der Strahlführung direkt



**Abbildung 4.9:** Verbindung der IGP durch das Vakuumkreuz mit der vertikalen Strahlführung

unter der Kathodenkammer, ein Vakuumkreuz mit NW 63, das eine Iongetterpumpe und eine NEG-Pumpe an das System bindet. Das effektive Saugvermögen in der Strahlführung lässt sich berechnen durch:

$$\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{S_0} + \frac{1}{L}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $S_0$  das Saugvermögen der Pumpe und beträgt beispielsweise im Falle der IGP 400 l/s und  $L$  ist der Leitwert des Rohrs ( $L = \frac{12.1 \cdot d^3}{l}$ ). Für das oben genannten Beispiel des Vakuumkreuzes besitzt das Rohr einen Leitwert von  $L = 193$  l/s. Damit beträgt das effektive Saugvermögen am Kreuz 130 l/s. Bei einer Vergrößerung von  $S_0$  auf 1000 l/s ergibt sich ein  $S_{eff}$  von lediglich 160 l/s. Es wird deutlich, dass es durch eine Erhöhung des Saugvermögens der Pumpe nicht möglich ist, einen viel niedrigeren Enddruck zu erreichen. Eine Vergrößerung des Durchmessers

---

des Rohrs und dementsprechend des Leitwerts, verändert das effektive Saugvermögen wesentlich stärker. Deswegen wurde das Vakuumkreuz aus dem Rohr mit NW 100 neu angefertigt. Das hat eine Verdopplung des effektiven Saugvermögens an dieser Stelle zur Folge.

Die nächste Möglichkeit zur Senkung des Drucks im UHV-Teil verwendet, das Ausgasen von den Innenwänden zu senken, durch Beschichtung der Komponenten mit einem NEG-Material. Dieses Material hat die Eigenschaft, Restgasmoleküle an der Oberfläche zu halten. Diese Beschichtung transformiert die Wände von einer Gasquelle in eine Pumpe. Um die gesamte Saugleistung zu erhöhen, reicht es aus, wenn nur ein Teil der Strahlführung eine NEG-Schicht bekommt.

Durch eine chemische Bindung nehmen die Getterstoffe Gas auf (außer Edelgasen und Methan), ohne dabei zusätzlichen Platz oder zusätzliche Apparatur zu benötigen. Diese Schicht reduziert sowohl die statische als auch die strahlungsbedingte Gasabgabe. Viele chemische Elemente sind gute Getter-Materialien, aber nur diejenigen der Gruppen IV B (Ti, Zr, Hf) und V B (V, Nb, Ta) erfüllen folgende Anforderungen [96]:

1. Mit Ausheizen kompatible Aktivierungstemperatur, d.h. große Sauerstoff-Diffusität um Passivierungsschicht bei niedrigen Temperaturen zu lösen
2. Hohe Lösbarkeitsgrenze für Sauerstoff, um mehrere Aktivierungs-/Belüftungszyklen zu ermöglichen
3. Hohe Reaktivität mit den wichtigsten Gasen, die abgepumpt werden müssen ( $H_2$ , CO,  $CO_2$ )
4. Hohe Aufnahmekapazität und niedriger Dissoziationsdruck für  $H_2$

Die Untersuchungen der letzten Jahre haben gezeigt, dass die T-Zr-V-Verbindung die niedrigste Aktivierungstemperatur besitzt [97] welcher ca.  $180^\circ C$  beträgt. Für die Strahlführung der polarisierten Quelle ist diese Tatsache sehr wichtig, da an dem vorhandenen Quadrupol-Triplett aufgrund der Kunststoffisolierung die Temperatur  $200^\circ C$  nicht überschritten werden darf. Die Elemente zwischen der Kathodenkammer und den beiden differentiellen Pumpstufen wurden mit einer T-Zr-V-Verbindung mittels der Magnetosputter-Methode am GSI-Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt beschichtet [98]. Danach wurden die Bauteile unter Lufteinwirkung zusammenmontiert. Während der Aktivierungsprozedur verschwindet die Oxidschicht, die sich gebildet hat, indem die Sauerstoffmoleküle weiter in das NEG-Material diffundieren.

Um das Ausgasen der Wände des Systems zu verringern, wurden die meisten Komponenten aus Edelstahl angefertigt, Glas (für die Sichtfenster wurde Borsilikat gewählt) und Keramik wurden sehr sorgfältig ausgesucht. Eine weitere Reduzierung der Gasabgabe ist nur durch Ausheizen des Systems möglich. Diese Notwendigkeit verschärfte die Auswahlkriterien für die Komponenten zusätzlich. Der gesamte UHV-Bereich, der vom Rest der Strahlführung durch zwei differentielle Pumpstufen abgetrennt ist, wurde 14 Tage bei  $220^\circ C$  ausgeheizt. Dabei wurden speziell angefertigte Heizmanschetten, Heizbänder und Heizmatten verwendet. Während des Ausheizens wurde der Vakuumdruck in der Kanonenkammer mit einem Quadrupol-Massenspektrometer<sup>8</sup> (bis  $130^\circ C$  einsetzbar) und einem Ionisations-Sensor<sup>9</sup> beobachtet. Der Ionivac-Sensor darf nicht in laufendem Betrieb angeschaltet bleiben, da das Filament viel Licht und Hitze produziert, die der NEA-Schicht schaden). In Abbildung 4.10 ist ein Massenspektrum

---

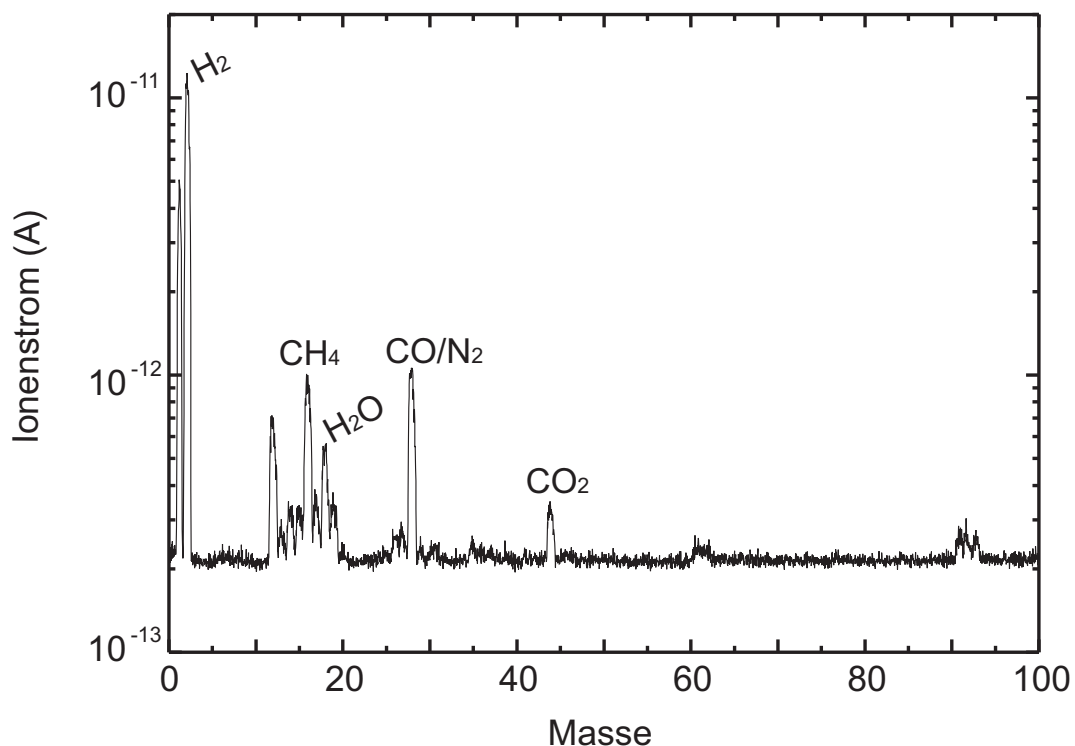
<sup>8</sup> Quad-Star 200, Fa. Pfeiffer-Vakuum

<sup>9</sup> Ionivac IM 540, Fa. Oerlikon

des Restgases der Betriebskammer dargestellt. Das Spektrum wurde nach etwa einem halben Jahr Pumpzeit aufgenommen. Das Spektrum zeigt, dass der Enddruck in der Kathodenkammer vom Partialdruck von Wasserstoff bestimmt wird. Die sehr niedrige Wasser-Intensität deutet auf eine gut verlaufene Ausheizprozedur. Das fehlen eines  $O_2$ -Signals und der moderate  $CO/N_2$ -Peak demonstrieren eine sehr niedrige Leckrate des Systems.

Im Ultrahochvakuumbereich der Quelle polarisierter Elektronen wird im Betrieb der Druck über den Pumpenstrom der Ionengetterpumpen kontrolliert, da die vorhandene Kaltkathodenröhre, IONIVAC-Sensor und Restgasanalysator auf eine oder andere Weise den Betrieb stören (das Kaltkathodenmessrohr besitzt einen Permanentmagnet, der den 100-keV-Elektronenstrahl ablenken kann, und der Restgasanalysator sowie der IONIVAC-Sensor produziert Licht und Hitze).

Im Hochvakuumteil des neuen Injektionssystems (zur thermionischen Quelle und zum Eintritt in den Injektorbeschleuniger) wird das Vakuum durch drei Kryopumpen mit 1300 l/s Saugleistung hergestellt. Der Vakuumdruck in diesen Bereichen beträgt ca.  $2 \cdot 10^{-9}$  mbar.



**Abbildung 4.10:** Massenspektrum des Restgases in der Kathodenkammer, aufgenommen nach halbjähriger Pumpzeit.

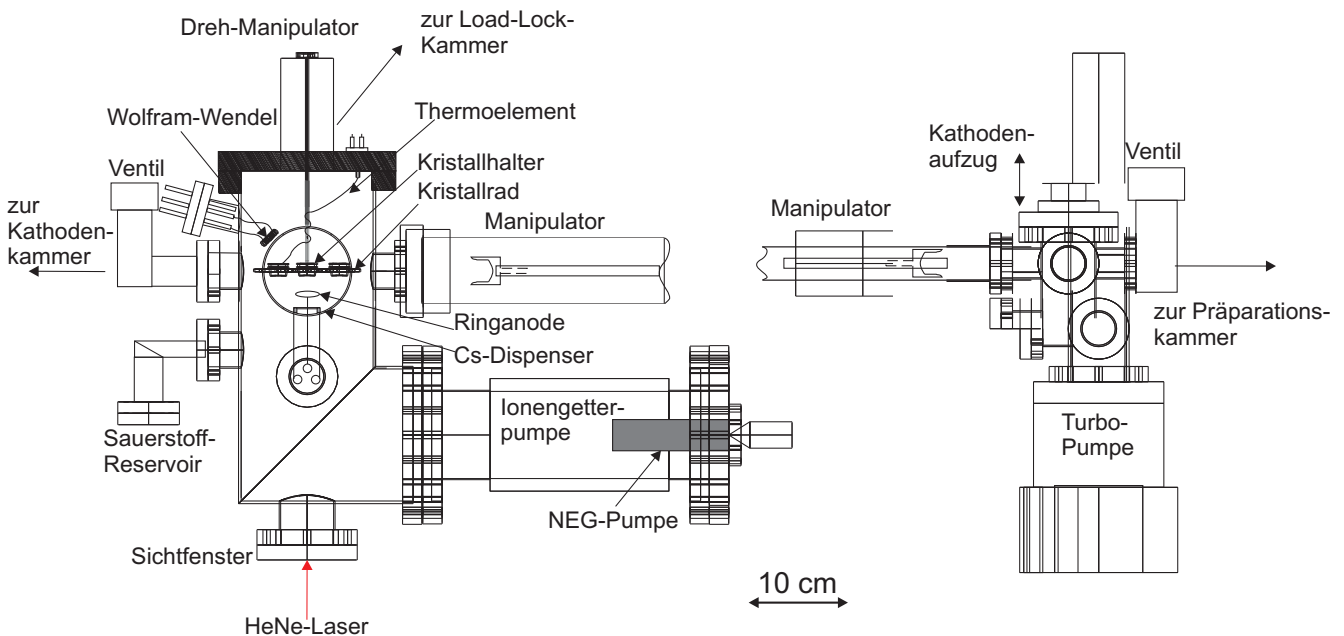
#### 4.4.3 Präparationskammer und Schleusenkammer

Um beim Wechsel und der Reaktivierung der Kathode ein Belüften und die Verschmutzung der Kathodenkammer zu vermeiden, wurde ein Präparations-Schleusen-System konzipiert und aufgebaut. Das System besteht aus einer Präparationskammer, die so aufgebaut ist, dass die Photokathoden dort sowohl ausgeheizt als auch aktiviert werden können, und einer Schleusen- oder Load-Lock-Kammer, die mit einem Ventil der NW 40 getrennt sind. Einige Vorteile des vorhandenen Systems sind:



- Es ist möglich eine Photokathode innerhalb weniger Stunden zu aktivieren und in die Betriebskammer der Quelle zu transferieren, ohne dabei die UHV-Bedingungen der Quelle zu brechen. Ein Kristallwechsel ohne Schleuse erzwingt eine zweiwöchige Betriebspause.
- Die Präparation findet in einer separaten Präparationskammer statt. Dadurch bleibt die Kathodenkammer von unnötigem Cäsium geschützt und die Feldemission an der Elektrode wird vermieden.
- Das Einbringen einer völlig neuen Photokathode in das System erfolgt innerhalb 24 Stunden.

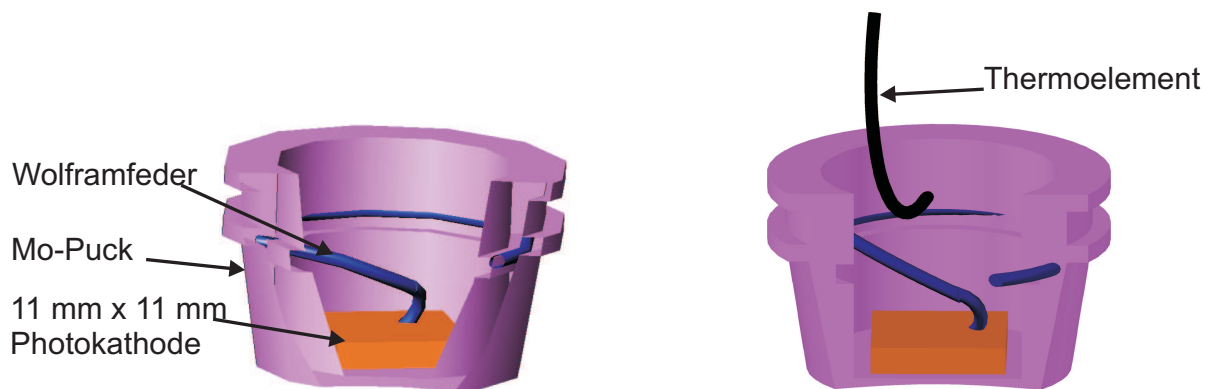
Eine schematische Zeichnung der beiden Kammern ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Die Load-Lock-Kammer besitzt eine 180-l/s-Turbopumpe mit einer vorgeschalteten ölfreien Membranpumpe, die das Volumen der Kammer innerhalb einiger Stunden bis auf einen Restdruck von  $10^{-8}$  mbar evakuiert. Die Kammer wurde so aufgebaut, dass ein Kathodenaufzug/Transportgefäß aufgesetzt werden kann. Der Kristall, der als  $11 \times 11$ -mm-Quadrat ge-



**Abbildung 4.11:** Schematische Darstellung der Präparationskammer (links) und der Schleusenkammer (rechts).

schnitten ist, wird in einem konischen Molybdän-Halter (Puck) mittels einer Wolframfeder festgehalten. Dabei wird auch der thermische Kontakt zwischen dem Kristall und dem Halter hergestellt (siehe Abb. 4.12). Nach Abpumpen der Schleusenkammer auf  $2 \cdot 10^{-8}$  mbar wird das Ventil zur Präparationskammer geöffnet und der Kristall mit einer Transportgabel, die an der Spitze des Magnetschiebe-Manipulators befestigt ist und leicht in die Rillen des Halters rutschen kann, in das Kristallrad transferiert.

Die Präparationskammer ist ein gewickeltes Rohr NW 150, an dessen horizontalem Flansch eine Kombination von Ionengetter- und NEG-Pumpe angebracht ist. An zwei Seiten der Kammer sind Handventile angebracht. Das linke Ventil in Abbildung 4.11 schließt die Verbindung zur Hauptkammer der Elektronenkanone, um das Vakuum dort während des Aktivierungsprozesses zu schützen. Das zweite Ventil befindet sich hinter der Kammer und stellt die Verbindung mit



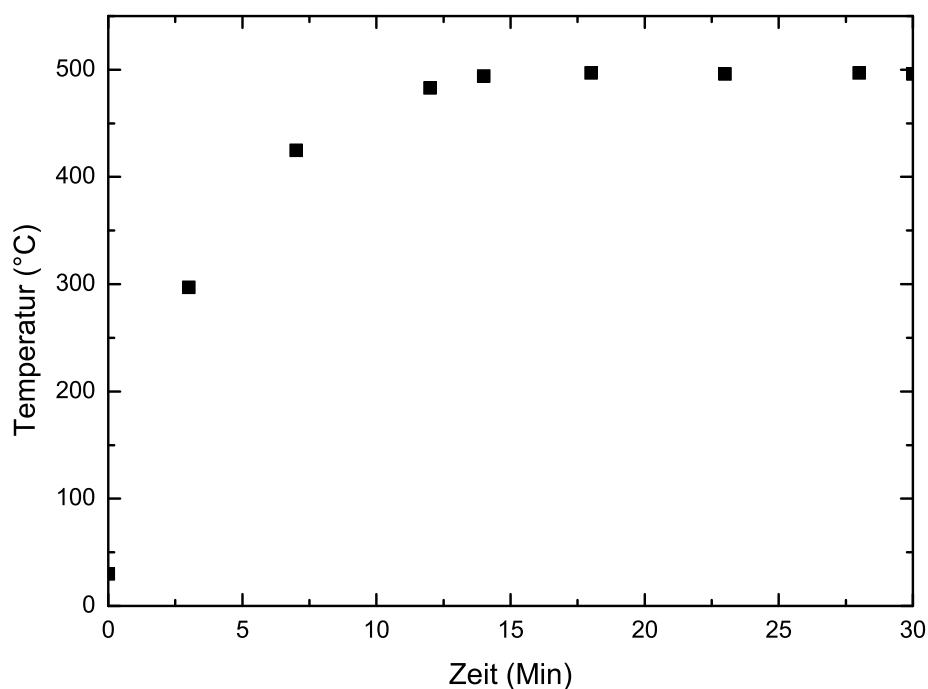
**Abbildung 4.12:** Montage einer Kathode im Molybdän Puck (links) und Anbringung eines Thermoelements in dem Kalibrationspuck. Die Unterfläche des Pucks ist auf Hochglanz poliert und unter einem Winkel von  $6.4^\circ$  abgeschrägt.

der Schleusenkammer her. Um das Vakuum während der Präparation zu beobachten, ist ein Kaltkathoden-Sensor an einem der Stutzen montiert.

Das wichtigste Element des Präparationssystem ist das aus Titan angefertigte Kristallrad. Hier können bis zu 8 Photokathoden gleichzeitig gelagert werden. Das Rad ist um die eigene Achse drehbar und in der Höhe verstellbar. Unterhalb des Rads befinden sich zwei Cäsium-Dispenser<sup>10</sup> und eine aus Tantal gebogene Ringanode. Des Weiteren ist auch ein Sauerstoff-Reservoir über ein Feindosierventil an die Kammer angebracht. Cäsium-Dispenser, Ringanode, Glühwendel und Sauerstoff werden für eine Kathoden-Aktivierung/Präparation benötigt (siehe Kap. 4.4.4).

Der Transfer der frisch aktivierten Photokathode in die Quellenkammer passiert auch mittels eines Magnetschiebe-Manipulators, der dieselbe Gabel besitzt wie der Manipulator in der Schleusenkammer. Zur Herstellung eines NEA-Kristalls werden alle Photokathoden 30 Minuten bei Temperaturen zwischen  $500^\circ\text{C}$  und  $580^\circ\text{C}$  thermisch gereinigt. Dafür steht eine über dem Kristallrad eingebaute Wolframwendel zur Verfügung. Durch das Heizen werden Kohlenstoff und Sauerstoff desorbiert und die Oberfläche der Photokathode im Maßstab von atomaren Monolagen gesäubert. Um die Temperatur des Kristalls zu kontrollieren, wurde ein Puck mit befestigtem UHV-geeignetem Thermoelement eingesetzt. Abbildung 4.13 zeigt das Zeitverhalten der Temperatur im Kalibrationspuck bei einem Heizwendelstrom von 7.5 A. Um die Heizwendel nicht zu verglühen, werden Stromstärken von über 8 A vermieden. Der Halter hat denselben Abstand zur Heizwendel wie der Puck bei der Präparation. Es ist zu erkennen, dass sich ab einer gewissen Zeit die Temperatur nicht verändert und den Grenzwert von ca.  $490^\circ\text{C}$  erreicht. Wie im rechten Teil von Abb. 4.12 zu erkennen ist, wird das Thermoelement nicht direkt an der Photokathode befestigt, sondern am Molybdän-Halter. Das führt zu einer leicht fehlerhaften Bestimmung der Kathodentemperatur. Bessere Alternativen sind beispielsweise eine neue Befestigungsart für das Thermoelement durch Ankleben direkt an der Probekathode oder durch Vermessen der Temperatur mit einem Infrarotpyrometer, welches unterhalb der Präparationskammer untergebracht werden kann. Diese beiden Möglichkeiten konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden, da sie einen aufwändigen Umbau der Präparationskammer benötigen. Die zukünftige Planung sieht jedoch eine Verbesserung der Temperaturmessung vor.

<sup>10</sup> Fa. Alfa Aesar



**Abbildung 4.13:** Temperatur des Pucks im Zeitverlauf bei 7.5 A Heizstrom. Der Puck wird unter die Glühwendel gestellt, nachdem der Heizstrom eingeschaltet wurde.

Das Sichtfenster unterhalb der Präparationskammer wird für das Beleuchten des Kristalls mit einem Helium-Neon-Laser benutzt. Dieser wird benötigt, um die Quanteneffizienz während des Aktivierungsprozesses zu kontrollieren.

#### 4.4.4 Kathodenaktivierung

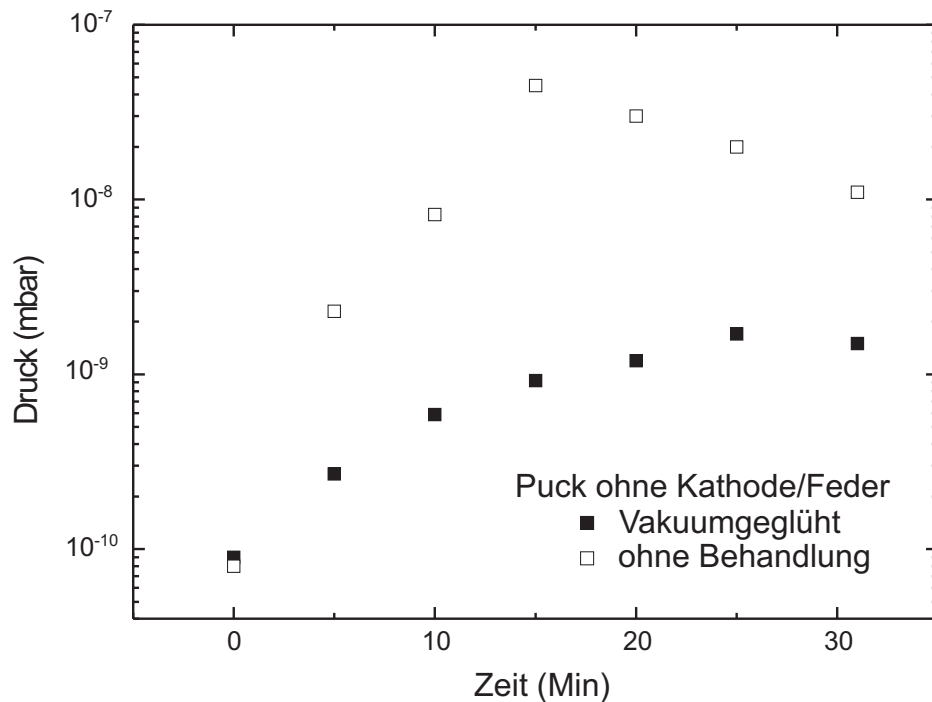
Zum Erreichen der NEA ist ein Aktivieren der Oberfläche durch Auftragung von Cäsium und Sauerstoff notwendig. Diese Prozedur setzt eine saubere Kathode voraus. Diese kann durch thermische Reinigung bei hohen Temperaturen, die aber 610°C nicht überschreiten dürfen, erreicht werden. Bei höheren Temperaturen (ca. 650°C) wird Arsen freigesetzt und die Struktur zerstört.

Vor dem Aktivieren wird die Glühwendel auf die richtige Temperatur gebracht. Dabei wird die Kathode, die zu aktivieren ist, in großem Abstand von der Wendel platziert. Wenn die Heiztemperatur erreicht ist, wird der Kristall im Rad so gedreht, dass der Halter sich etwa 1 cm unter der durch Strom erglühten Wolframwendel befindet. Nach einem 30-minütigen Ausheizen, kühlt der Kristall etwa 40 Minuten aus. Bei dem Vorheizen der Wendel und Ausheizen der Kathode wird immer darauf geachtet, dass der Vakuumdruck in der Präparationskammer einen Wert von  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar nicht überschreitet. Es wurde beobachtet, dass am Teststand der Druck in der Vakuumkammer bis zu  $4 \cdot 10^{-8}$  mbar stieg [27]. Die dabei erzielte Quantenausbeute lag immer im Bereich von  $1 \mu\text{A}/\text{mW}$ . Um diese Werte zu verbessern, werden seitdem die Molybdän-Pucks in Vakuum geglüht<sup>11</sup> und in einem Ultraschallbad gereinigt. Dabei wird auf ein Reinigungsmittel verzichtet, da dies einen größeren Druckanstieg während des Ausheizens des Halters zur Folge hat. Um die Pucks direkt an der Quelle polarisierter Elektronen nach einem solchen Verfahren zu reinigen, der Transport der behandelten Halter erhöht die Verunreinigungswahrscheinlich-

<sup>11</sup> Glühtemperatur beträgt ca. 1300 °C



keit, wurde eine Glühwendel<sup>12</sup> in die Load-Lock-Kammer implementiert. Dies konnte durch eine kleine Modifikation des mechanischen Aufbaus der Kammer erreicht werden. Die Temperatur des Pucks wurde durch das vorhandene Sichtfenster mit einem Infrarotpyrometer kontrolliert. Jeder Kathodenhalter wird mindestens 48 Stunden in der Schleusenammer geglüht. In Abbildung 4.14 werden die Druckanstiege während der Ausheizprozedur mit einem in Vakuum geglühten Puck mit einem nicht geglühten verglichen.

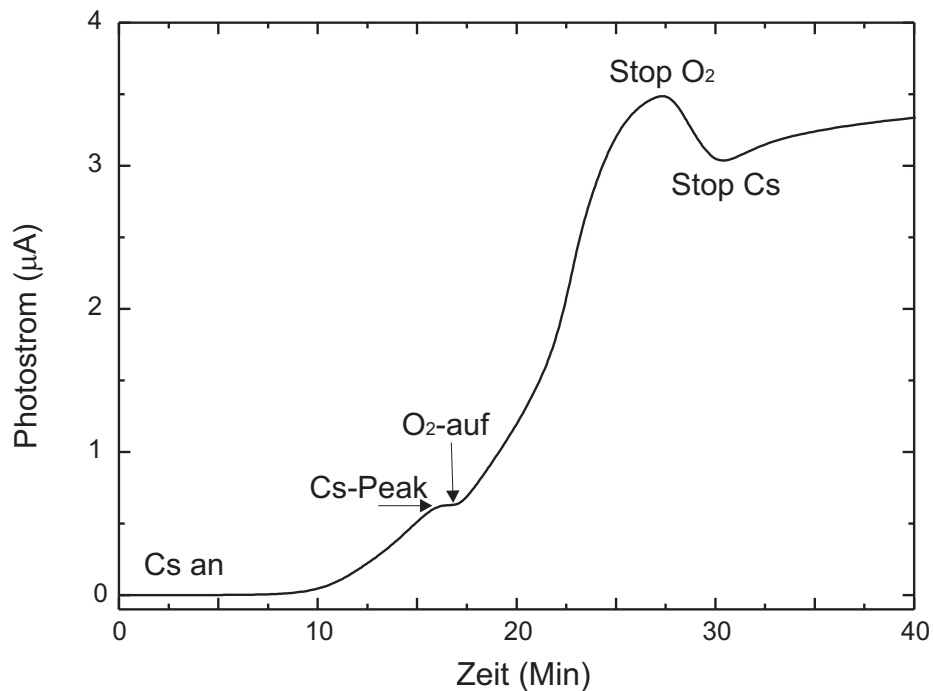


**Abbildung 4.14:** Druckverlauf während der Heizreinigung bei vakuumgeglühtem Puck (ausgefüllte Symbole) und einem unbehandeltem Puck (offene Symbole). Beide Halter besaßen keine Kathode und keine Druckfeder.

Nach dem Abkühlen der Kathode auf Zimmertemperatur wird das Cäsium aus einem Cs-Dispenser auf die jetzt saubere Kathode aufgedampft. Dabei ist der Kristall ca. 1 cm über einer Ringanode, die auf ein positives Potential von 100 V gelegt ist, platziert und mit einer He-Ne-Laser beleuchtet. Nach Erreichen der maximalen Intensität nur mit Cäsium wird Sauerstoff hinzu gegeben. Dabei wird so lange an den Sauerstoff- und Cäsium-Flüssen variiert, bis die optimalen Verhältnisse erreicht sind. Wenn das Maximum des Photostroms erreicht ist, wird die Sauerstoff-Zufuhr gestoppt. Das Cäsium wird etwas nachströmen gelassen, da Forscher am SLAC herausfanden, dass die optimale Aktivierung des Kristalls bei einem kleinen Überschuss an Cäsiumatomen erreicht wird [99]. Der Abfall des Photostroms nach dem Abstoppen der Sauerstoff-Zufuhr wird in Kauf genommen, da man einen gewissen Puffereffekt erwartet gegen später einwirkende Sauerstoffkomponenten aus der Dissoziation sauerstoffhaltiger Moleküle ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ). Ein typischer Aktivierungsverlauf ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

Direkt nach dem Aktivieren wird der Kristall in die Kathodenkammer transferiert, da sich die Vakuumbedingungen in der Präparationskammer während des Aktivierens deutlich verschlechtern. Eine Lebensdauerermessung der Kathode in der Präparationskammer ist in Abbildung 4.16

<sup>12</sup> Fa.Osram



**Abbildung 4.15:** Aus einer GaAs-Photokathode im Verlauf der Präparation extrahierter Photostrom. Der Photostrom setzt nach ca. 10 Minuten nach Hinzufügen des Cäsiums ein. Im weiteren Verlauf wird O<sub>2</sub> zugegeben und der Photostrom erreicht ein Maximum.

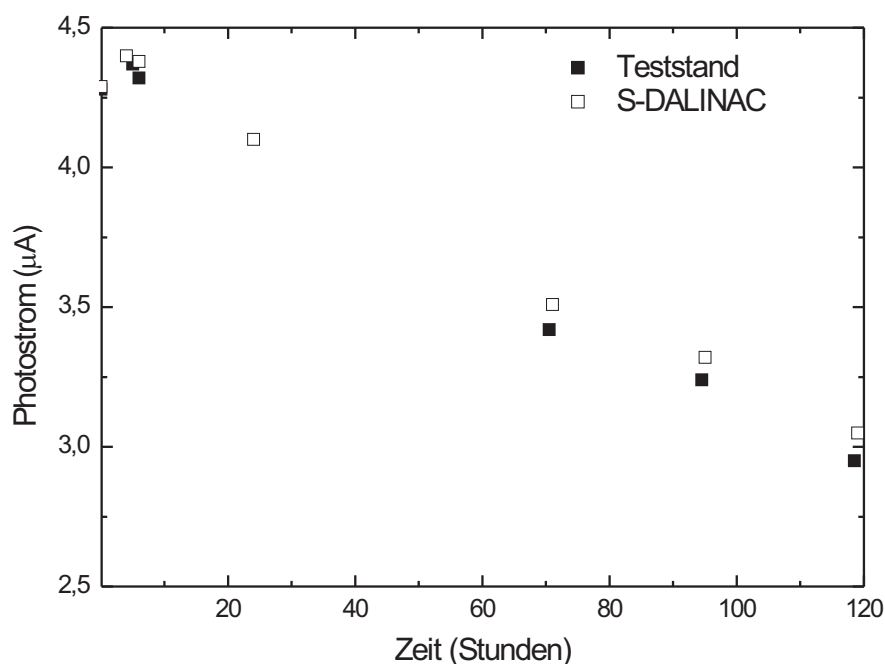
dargestellt. Es werden die Messungen am Teststand und am S-DALINAC verglichen. In beiden Fällen beträgt die Lebensdauer ca.  $(300 \pm 14)$  Stunden.

## 4.5 Normalleitendes Injektionssystem

In diesem Abschnitt des Kapitels wird auf die Merkmale des Chopper-Prebuncher Systems eingegangen. Die an der polarisierten Quelle durchgeführten Messungen werden vorgestellt und diskutiert. Zu dem in Rahmen dieser Arbeit aufgebauten normalleitenden Teil des Injektors zählt nicht nur die Kanone für 100 keV polarisierte Elektronen, sondern auch die 250 keV thermionische Quelle und das Strahltransportsystem, dessen Aufgabe darin besteht, den Strahl von der thermionischen Quelle und der Quelle polarisierter Elektronen zum supraleitenden Teil des S-DALINAC zu führen. Ferner soll es möglich sein, in der Strahlführung die Elektronenstrahlen mit unterschiedlichen Energien zu charakterisieren und, wenn nötig, zu korrigieren, um eine bestmögliche Strahlqualität zu erreichen. Im Vergleich zur Teststandstrahlführung wurde die Strahlführung modifiziert, um die Bedingungen des Transports der Elektronenstrahlen mit verschiedenen Energien zu erfüllen. Abbildung 4.17 zeigt eine schematische Übersicht des Strahltransportsystems des neuen Injektorabschnitts von der thermionischen Quelle bis zum Eintritt in den supraleitenden Teil des S-DALINAC. Im Folgenden wird der Aufbau dieser Sektion im Beschleuniger erörtert und die einzelnen Strahlführungskomponenten kurz beschrieben.

### 4.5.1 Aufbau des Injektors

Der Aufbau des gesamten Strahlführungssystem am S-DALINAC dauerte etwa neun Monate und beinhaltete den Abbau des Teststandes. Um Übertragungen von Vibrationen und Schwingungen

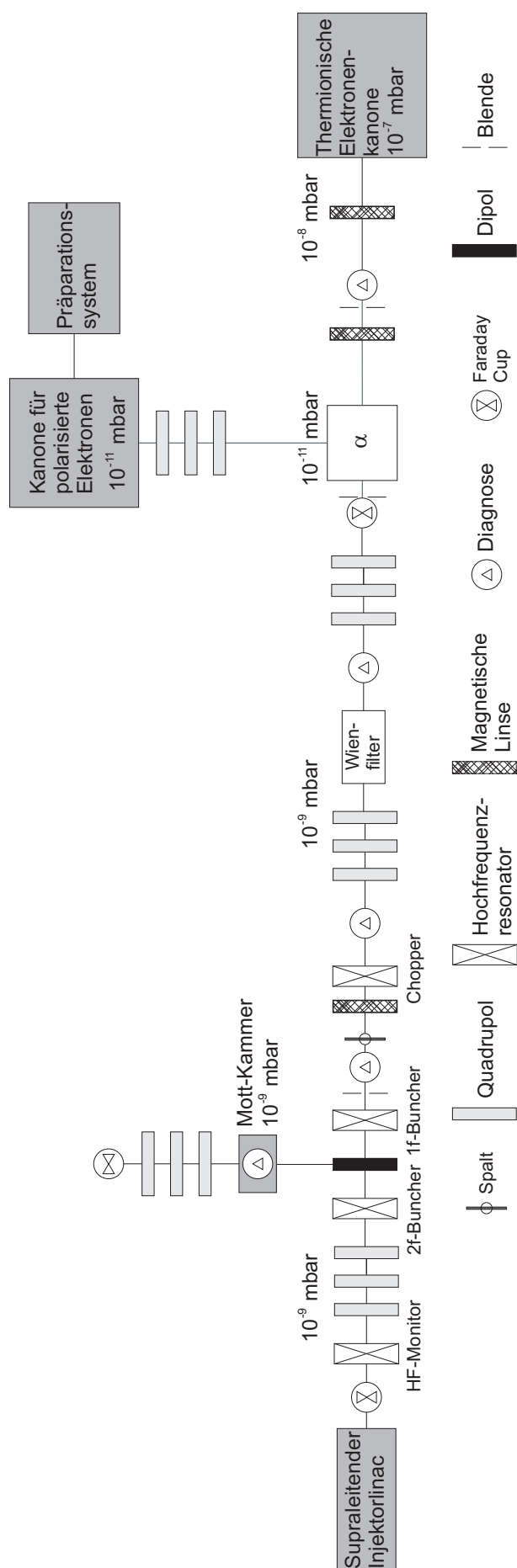


**Abbildung 4.16:** Photostrom als Funktion der Zeit in der Präparationskammer am Teststand (ausgefüllte Symbole) und am S-DALINAC (offene Symbole). Anpassung eines exponentiellen Verlaufs an die Daten erlaubt die Abschätzung der Vakuumlebensdauer der Kathode zu ca.  $(300 \pm 14)$  Stunden.

von z.B. Kryokompressoren zu vermeiden, wurde das Strahlführungsgestell aus massiven 80 mm × 80 mm Aluprofilen<sup>13</sup> zusammengebaut. Ein Versuch, das früher am Teststand verwendete Gestell, das aus 80 mm × 40 mm Profilen bestand, zu implementieren, misslang. Die Höhe des Gestells über dem Boden im Teststand-Labor betrug nur 20 cm. Der Wiederaufbau dieser Konstruktion mit längeren Stützfüßen in der Beschleunigerhalle zeigte, dass das Gestell sehr empfindlich gegen Vibrationen war. Des Weiteren verformten sich die Profile trotz des großen Querschnitts unter der Last, so dass ein komplett neues Gestell angefertigt wurde.

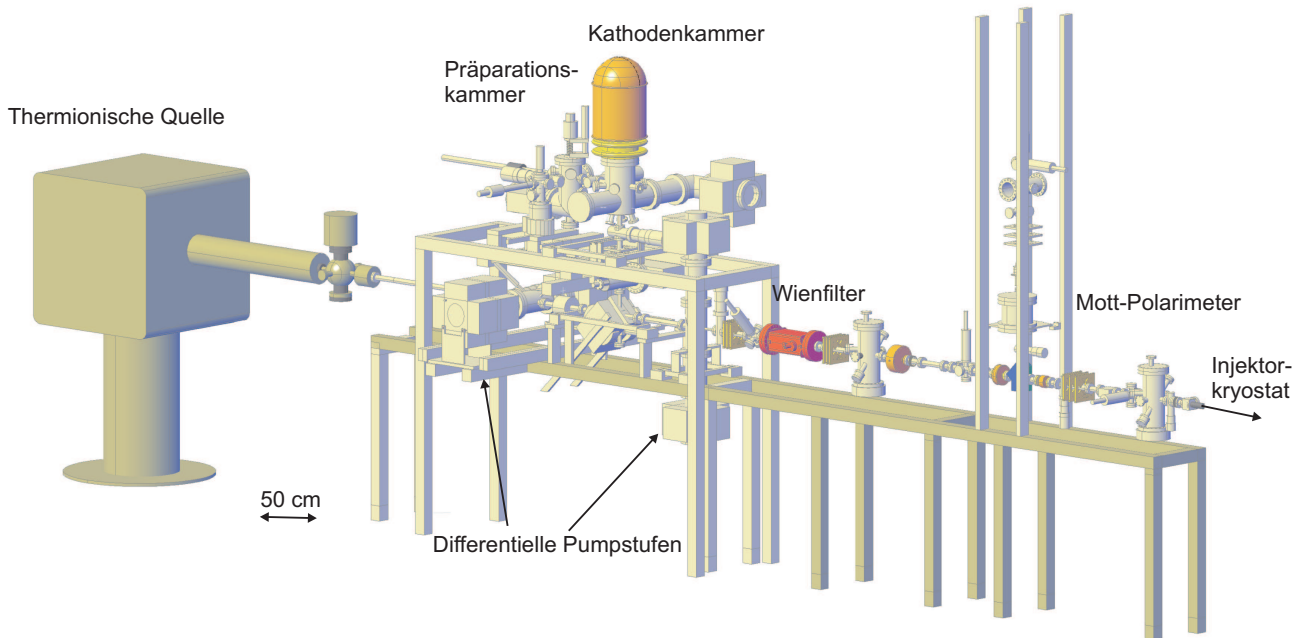
Die Kathodenkammer der Quelle polarisierter Elektronen wurde an einem separaten Gestell montiert, wie es in Abb. 4.18 dargestellt ist. Aus Platzmangel wird ein Teil der Strahlführung mit dem Mott-Polarimeter über einen Dipolmagnet um 90° nach oben abgelenkt. Hierfür wurde ein Turm, der an der Hallendecke fest montiert wurde, aus 80 mm × 40 mm Al-Profilen errichtet. Die Strahlführungselemente mit hohem Gewicht, z.B. das Wienfilter oder das Präparationssystem, wurden mit Hilfe eines Schwenkkrans, der über dem Eingangstor montiert ist, aufgebaut. Um eine saubere Hochvakuummontage aller Bauteile zu gewährleisten, wurde unter einer mobilen Flowbox gearbeitet.

<sup>13</sup> Verbindungssystem der Fa. Kritec



**Abbildung 4.17:** Schematische Darstellung des neuen Injektorabschnitts von der thermionischen Quelle bis zum Injektorbeschleuniger. Die Sektion besteht aus zwei Elektronenkanonen, verschiedenen Fokussier- und Diagnose-Elementen. Hochfrequenz-Resonatoren vervollständigen die Strahlführung. Die erreichten Drücke sind in den verschiedenen Sektionen eingezeichnet.

Für die Montage des Ultrahochvakuum-Teils der Strahlführung wurde ein mobiles Flowbox-Zelt konstruiert. Das neu aufgebaute Injektionssystem wurde an einem gemeinsamen Punkt mit der thermionischen Quelle geerdet. Da die Aluminiumprofile eine isolierende Beschichtung haben, musste zwischen allen Abschnitten eine elektrische Verbindung hergestellt werden. Dafür wurden spezielle Erdungssätze und Zahnunterlegscheiben verwendet. Die Wichtigkeit der Be-



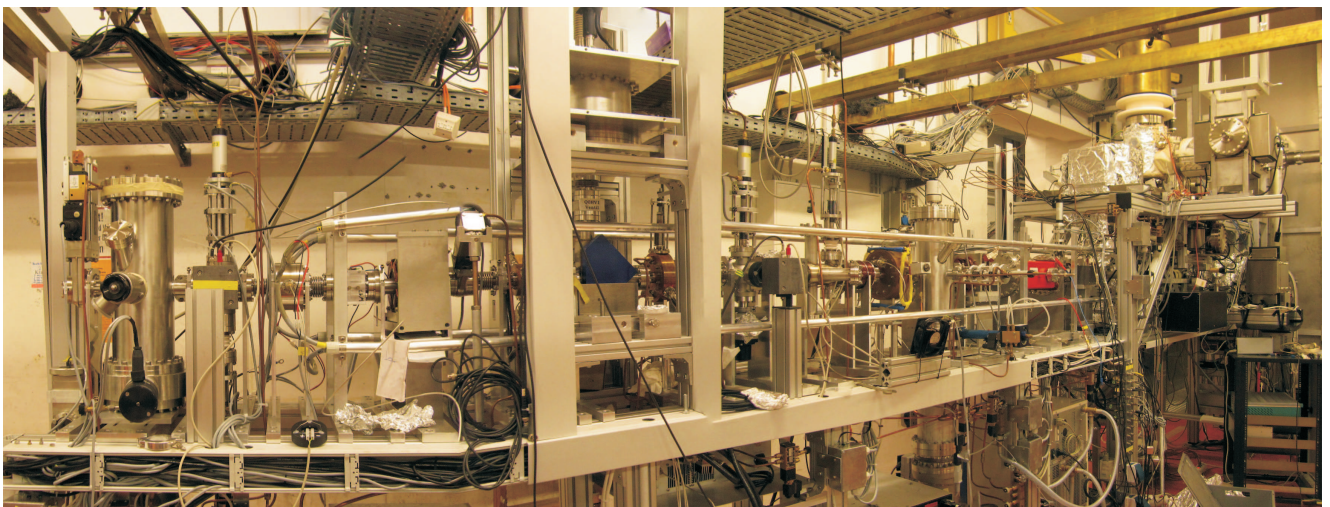
**Abbildung 4.18:** Das neue Injektionssystem am S-DALINAC. Die Kathodenkammer mit der Präparationskammer sind auf einem separaten Gestell montiert. Das Mott-Polarimeter mit dem Teil der Strahlführung ist in einem vertikalen Turm befestigt.

achtung der Erdungsvorschriften wurde bei ersten Strahltests deutlich. Anfangs haben die nicht geerdeten Ionengetterpumpen der beiden differentiellen Pumpstufen für einige Störsignale gesorgt, sodass eine leichte Störung des Strahls beobachtet werden konnte. Die Hochspannungselektroden des Wienfilters müssen zusätzlich über Kurzschluss-Stecker geerdet werden, um eine mögliche Aufladung zu vermeiden, wenn das Filter nicht in Betrieb ist.

Um die bestmögliche Ausrichtung der Strahlführung (Anforderung: Genauigkeit in der Position  $\pm 0.5$  mm) zu erzielen, werden einzelne Elemente separat gehalten. Die für das Strahldynamik wichtige Elemente wurden auf Justiertischen angebracht, um die Position in alle Richtungen verändern zu können. Als Anfangspunkte für die Justage der Elemente wurden der Eintrittsbogen in den Hauptlinac und der Austritt der thermionischen Quelle ausgewählt [100], da diese zwei Punkte am wenigsten umgebaut wurden. Die Justage wurde mit einem Fernrohr durchgeführt: Jedes neu aufgebaute Element erhielt einen markierten Endflansch (die Markierkreuze wurden mit einer Genauigkeit  $\pm 0.1$  mm gesetzt). Nach dem Aufbau des neuen Injektors wurde festgestellt dass die supraleitenden Strukturen, im Verhältnis zu dieser Achse versetzt waren. Dieses konnte durch einen großen Knick in der früher existierenden Strahlführung erklärt werden [101]. Nach der neuen Ausrichtung der Kryostatmodule wurden die letzten Tests durchgeführt: Ein Laserstrahl, der durch einen im normalleitenden Teil sitzenden Spiegel eingekoppelt

wurde, wurde durch den supraleitenden Injektor geleitet und auf dem Justierspiegel beobachtet. Der Ergebnis der Justage wurde als sehr zufriedenstellend beurteilt.

Die Justage des vertikalen Teils der Strahlführung erwies sich als eine sehr mühsame Aufgabe. Hinzu kam, dass die vorhandenen Theodoliten, Nivelliere und Fernrohre für die vertikale Justage ungeeignet waren. Daher wurde mit dünnen Justierloten gearbeitet. Bezogen auf die Justage erwiesen sich der  $\alpha$ -Magnet und das Quadrupol-Triplett aus dem vertikalen Teil der UHV-Strahlführung als die kompliziertesten Elemente: Sie mussten gleichzeitig entlang der horizontalen und der vertikalen Achse justiert und dabei mögliche seitliche Verkipnungen berücksichtigt werden. Eine endgültige Justage konnte erst mit dem Elektronenstrahl vorgenommen werden und es konnte keine geringe Genauigkeit als bei den anderen Elementen festgestellt werden. Abbildung 4.19 zeigt ein Foto des Abschnitts zwischen der thermionischen Quelle und dem Eintritt in den supraleitenden Injektor.



**Abbildung 4.19:** 100-keV-Injektor für polarisierte Elektronen am S-DALINAC. Im Hintergrund ist die Kathodenkammer mit der Koronaabschirmung zu sehen. In der Mitte erkennt man den Turm mit dem Mott-Polarimeter.

---

#### 4.5.2 Strahlführungsmagnete und Strahldiagnose

---

Ein 100-keV-Elektronenstrahl benötigt aufgrund seiner geringen Energie vorzugsweise, relativ kleine elektronenoptische Elemente mit entsprechend einfachen Stromversorgungen (gleiches gilt auch für den Elektronenstrahl mit einer Energie von 250 keV). Gleichzeitig entsteht aber das Problem, dass schon der Einfluss des Erdmagnetfelds erheblich ist. Um dies zu kompensieren, würden unzählige Korrekturspulen, um die Strahllage entlang der Strahlführung zu optimieren, benötigt. Eine Möglichkeit, dies zu vermeiden, ist die Verwendung von Helmholtzspulen. Diese Verfahren wird seit langem am S-DALINAC benutzt. Es wurden vier lange Spulen, je 5 Wicklungen entlang der gesamten Strahlführungslänge, montiert. Das in den Helmholtzspulen erzeugte Magnetfeld wurde im Rahmen von [102] vermessen und optimiert.

Zur Führung des polarisierten Elektronenstrahls zum supraleitenden Teil des S-DALINAC wurden mehrere Quadrupolmagnete, ein  $\alpha$ -Magnet, ein Dipolmagnet sowie Korrekturmagnete eingesetzt. Der  $\alpha$ -Magnet, sorgt für eine Ablenkung des Elektronenstrahls in den horizontalen Teil der Strahlführung. Um den Elektronenstrahl zum Mott-Polarimeter, das aus Platzgründen in



---

einem Turm aufgebaut wurde, zu führen, wurde ein kompakter kantenfokussierender Dipolmagnet eingesetzt [80].

Im Verlauf der Injektorstrahlführung finden sich einige Korrektur- (Steerer<sup>14</sup>)Spulen, um den Elektronenstrahl in die Mitte des Strahlrohrs zu lenken, um einen möglichst verlustfreien Strahltransport durch die in der Transferlinie vorhandenen Blenden zum supraleitenden Injektor zu gewährleisten. Aus Übersichtlichkeitsgründen sind die Steerer-Spulen nicht in Abbildung 4.17 eingezeichnet. Die Steerer-Spulen sind paarweise zusammengeschaltet, um Korrekturen gleichzeitig in horizontaler und vertikaler Richtung vornehmen zu können.

Im Bereich zwischen Elektronenkanone und Eintritt in den supraleitenden S-DALINAC sorgen zwölf Quadrupole für eine Fokussierung des Elektronenstrahls. Da ein einzelner Quadrupol nur in einer Richtung fokussieren kann und in der anderen dagegen defokussiert, sind diese in Quadrupol-Triplets gruppiert. Aufgrund des sehr begrenzt vorhandenen Platzes wurden die Triplets sehr kompakt konstruiert. Das Triplet unterhalb der Kathodenkammer in der vertikalen Strahlführung beispielsweise besitzt eine Gesamtlänge von nur 72 mm. Als eine Folge der Geometrie sind nicht konstante Gradienten in longitudinaler und transversaler Richtung festgestellt worden [103]. Dies führte dazu, dass für den Strahl aus der thermionischen Quelle die schmalsten Triplets nur als Duplets verwendet werden konnten.

Vor dem Chopper-Resonator und im Bereich zwischen dem  $\alpha$ -Magneten und der thermionischen Kanone wird die nötige Fokussierung durch drei Solenoiden erreicht; Spulen, die in beiden Richtungen fokussierend wirken, sind zu Doppelsolenoiden zusammengeschaltet. Ein einzelner Solenoid dreht die Projektion des Spins auf eine Ebene senkrecht zur Flugrichtung, ein Doppelsolenoid hebt diese Drehung auf.

Zur Sichtkontrolle der Strahlage und Strahlgröße werden im Injektionssystem Leuchtschirme verwendet. Die Strahlqualität des auf elektromagnetische Einflüsse sehr empfindlichen 100-keV-Elektronenstrahls lässt sich auf den Leuchtschirmen sehr gut beurteilen. In dem Bereich, in dem Ultrahochvakuum-Bedingungen herrschen, werden die Schirme aus der UHV-tauglichen  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramik CROMOX verwendet und im Rest der Strahlführung sind Berylliumoxid-Targets im Einsatz.

Für die Messung des Strahlstroms wurden drei Faraday-Cups in das Strahlführungssystem installiert. Zwei von ihnen sind in Geradeausrichtung platziert, um die Strahlströme hinter der differenziellen Pumpstufe und direkt vor dem Eintritt in den supraleitenden Teil des S-DALINAC kontrollieren zu können. Diese zwei wurden in Form pneumatischer Manipulatoren aufgebaut und werden sowohl für den polarisierten als auch für den thermionischen Strahl benutzt. Da für einen 250-keV-Elektronenstrahl, bei einem mittleren Strom von  $600\text{ }\mu\text{A}$  vor der Chopperblende die Leistung im Strahl 150 Watt beträgt, musste eine zusätzliche Wasserkühlung vorgesehen werden. Der dritte Cup ist ein so genannter koaxialer Faraday-Cup und wird ausschließlich für den 100 keV polarisierten Strahl benutzt. Er ist im zweiten vertikalen Teil der Strahlführung hinter dem Mott-Polarimeter installiert.

Zur Messung der Strahlemittanz sind an verschiedenen Stellen der Strahlführung ein Drahtscanner, der im Rahmen [103] entwickelt wurde, vorgesehen. Aus Zeitgründen konnten diese Einheiten noch nicht eingebaut werden.

Tabelle 4.1 zeigt eine Zusammenstellung aller für das neue Injektionssektion benötigten Elektronenoptischen- und zur Diagnose benötigten Komponente.

---

<sup>14</sup> von engl. *to steer* - lenken, steuern

Komponente	Anzahl
Elektronenoptik:	
$\alpha$ -Magnet	1
Dipolmagnet	1
Solenoid	3
Wienfilter	1
Quadrupole:	14
davon	
Tripletts	4
Dupletts	1
Strahldiagnose:	
Leuchtschirm	7
Faradaycups	3
Drahtscanner(vorgesehen)	2

**Tabelle 4.1:** Elektronenoptische und Strahldiagnoseelemente des neuen Injektorsystems.

#### 4.5.3 Spinrotator

Ein Spinrotator wird verwendet, um die Spinorientierung verändern zu können. Der Elektronenspin bewegt sich in einem elektromagnetischen Feld nach der Thomas-BMT-Gleichung [104, 105] und präzediert in einem vorhandenen transversalen magnetischen Feld. Um das zu kompensieren und am Experimentierplatz die hauptsächlich gewünschte longitudinale Spinstellung zu ermöglichen, wird am S-DALINAC ein Spinrotator benötigt. Für die Polarisationsmessung mittels Mott-Streuung wird dieses Gerät auch benötigt.

Es wird ein sogenannter Wien-Filter [106] eingesetzt. Die Konstruktion des Filters basiert auf dem Aufbau, der schon seit über zwanzig Jahren am SLAC verwendet wird. Große Beschleunigeranlagen mit polarisierten Quellen wie TJNAF und MAMI haben gezeigt, dass das verwendete Design sehr erfolgreich ist [107, 108]. Das Filter weist eine sehr kompakte Bauform auf und ermöglicht nach den Rezirkulationen eine sehr genaue Spineinstellung.

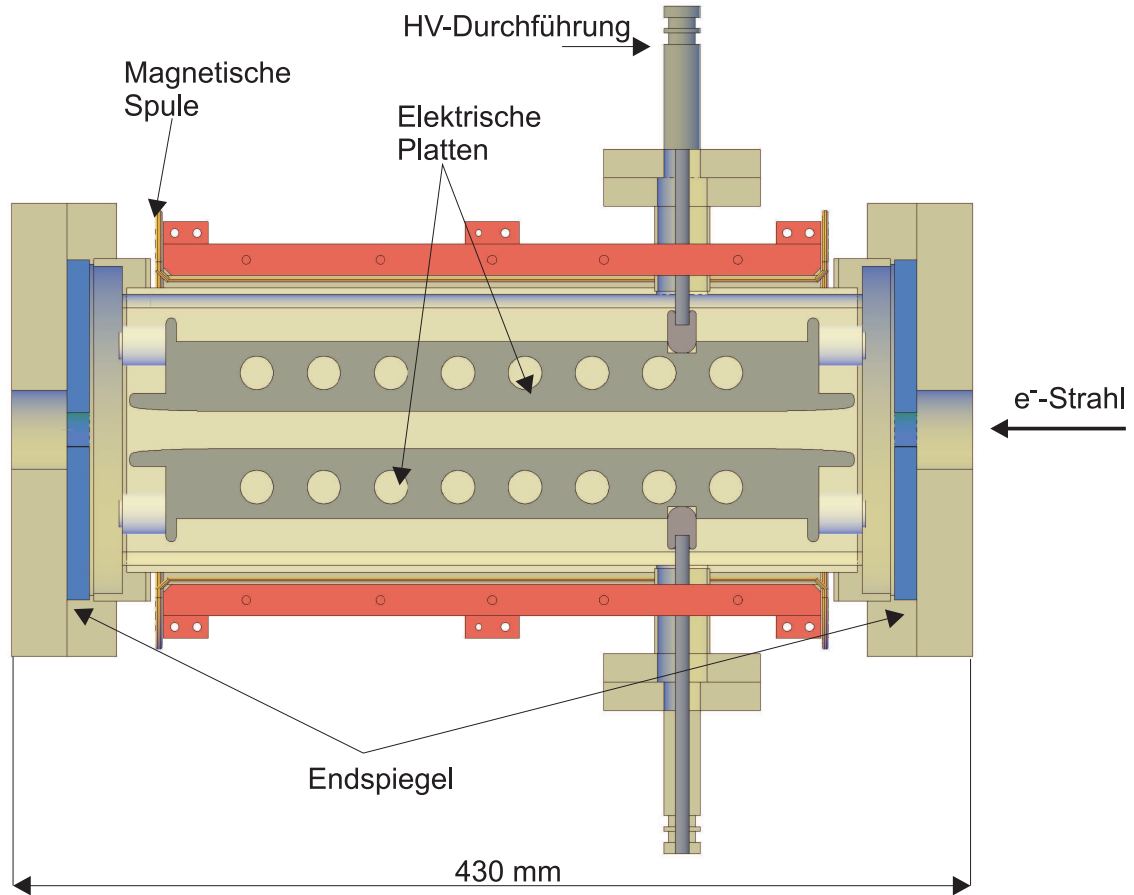
Das Wienfilter ist ein statisches elektromagnetisches Gerät, in dem elektrische und magnetische Felder senkrecht zu einander und zur Ausbreitungsrichtung des Elektronenstrahls sind. Der Spin der Elektronen wird in dem homogenen Magnetfeld gedreht. Dabei wird der Drehwinkel von der Stärke des Feldes bestimmt. Um den Einfluss des Magnetfelds auf den Strahl zu kompensieren, wird ein elektrisches Feld dazu geschaltet und die Elektronen werden auf der Strahlachse gehalten und ablenkfrei weiter transportiert.

Der Aufbau des Wienfilters ist in Abbildung 4.20 skizziert. Das magnetische Feld ( $\vec{B}$ ) wird durch einen so genannten „window-frame“ Magnet erzeugt: zwei speziell geformte Spulen werden mit einem magnetischen Joch umhüllt, um das magnetische Feld im Inneren des Filters zu konzentrieren. Zwei zusätzliche magnetische Endspiegel vermeiden den Austritt des magnetischen Felds nach außen und sorgen für ein schnelleres Abklingen des Randfelds. Das in einem solchen Magneten erzeugte Feld ist senkrecht zur Richtung der Teilchenbewegung und der Elektronenspin präzediert in der Ebene senkrecht zu  $\vec{B}$  mit der Frequenz

$$\omega_s = (1 + a\gamma)\omega_c, \quad (4.2)$$



wobei  $\omega_c = eB/m\gamma$  ( $e, m$  = Ladung und Ruhemasse des Elektrons,  $\gamma = 1 + T/m$  mit  $T$  als kinetischer Energie) die Zyklotronfrequenz oder die im Labor beobachtete Winkelgeschwindigkeit ist und  $a = (g - 2)/2 \approx 1/860$  wird als das anomale magnetische Moment des Elektrons bezeichnet. Das elektrische Feld ( $\vec{E}$ ) wird durch einen Plattenkondensator erzeugt. Um die Teilchen



**Abbildung 4.20:** Schnitt durch das Wienfilter. Die Hochspannung wird durch zwei Durchführungen zu den Edelstahlelektroden geleitet. Das mit speziell geformten Spulen erzeugtes Magnetfeld wird mit zwei Endspiegeln abgeschirmt.

nicht von der Sollbahn abzulenken und sie kraftfrei passieren zu lassen, muss die Bedingung

$$\vec{B} \times \vec{v} = \vec{E} . \quad (4.3)$$

gelten. Dabei wird der Spin des Elektrons nach Gleichung (4.2) gedreht. Mit der Annahme des Kräftegleichgewichts und  $a \ll 1$  ergibt die Thomas-BMT-Gleichung

$$\omega_s = \frac{\omega_c}{\gamma} . \quad (4.4)$$

Wird dabei die Flugzeit der Elektronen im Wienfilter berücksichtigt, ergibt sich dann auch der Spindrehwinkel zu

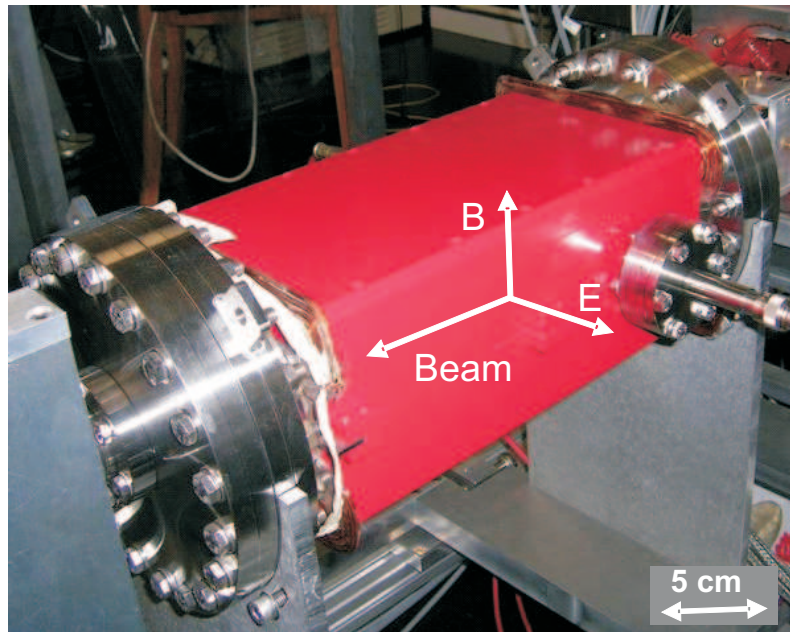
$$\theta_s = \frac{\omega_c}{\gamma} \tau_f = \frac{\omega_c \beta c}{\gamma L} . \quad (4.5)$$

Hierin  $L$  ist die effektive Feldlänge. Durch Einsetzen von  $\omega_c$  in Gleichung (4.5) ergibt sich dann der Zusammenhang zwischen  $|\vec{B}|$  und  $\theta_s$

$$B = \frac{\theta_s \beta \gamma^2 mc}{eL}. \quad (4.6)$$

Bei dem eingesetzten Wienfilter beträgt die effektive Feldlänge  $L = 0.34$  m. Für Elektronen mit einer Energie von 100 keV berechnen sich die relativistischen Parameter zu  $\gamma = 1.195$  und  $\beta = v/c = 0.5478$ . Somit erhält man, dass für einen  $90^\circ$ -Spindrehwinkel ein Magnetfeld von 6.1 mT und ein elektrisches Feld von 0.97 MV/m erforderlich sind. Berücksichtigt man den Abstand von 16 mm zwischen den Elektrodenplatten, ergibt sich eine maximale Versorgungsspannung von 15.5 kV.

Für das notwendige Magnetfeld werden die Spulen mit einem Strom von 7.3 A versorgt, der mit einem CPS 10-A-Netzteil produziert wird<sup>15</sup>. Die Hochspannung, die an den Elektroden anliegt, wird von zwei PNC-10000 – 6 UMP-Netzteilen der Fa. Heinzinger<sup>16</sup> erzeugt.



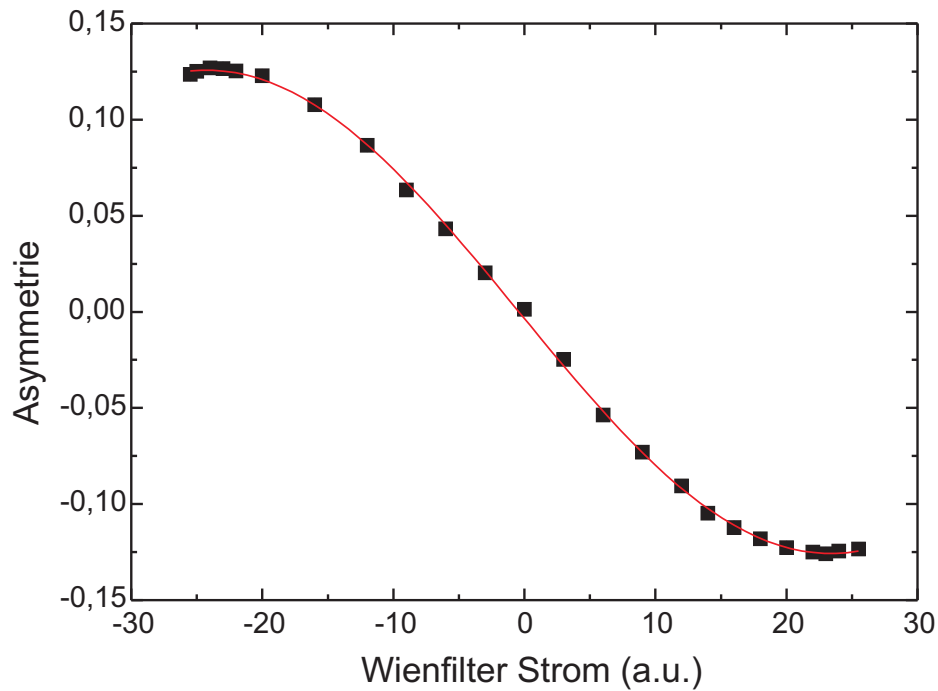
**Abbildung 4.21:** Photographie des Wienfilters mit gekennzeichneten Strahlrichtung sowie die Richtung des Magnetfelds und des elektrischen Felds.

Aufgrund des vorhandenen Randfelds ist die Kompensation der beiden Felder nicht in der ganzen Länge des Wienfilters möglich und realisierbar. Um die besten Ergebnisse zu erzielen, wurde das Magnetfeld des Filters genau vermessen, um danach die Elektroden zu simulieren. Die Resultate dieser Prozedur sind in [78] sehr detailliert beschrieben. Ein Foto des Wienfilters mit gekennzeichneten Richtung des magnetischen und des elektrischen Feldes ist in Abbildung 4.21 dargestellt. Das Wienfilter wurde als neues Strahlführungselement am S-DALINAC eingesetzt. Die strahldynamischen Eigenschaften wurden vor Installation mit V-Code [79, 109] simuliert für den maximalen Spin-Drehwinkel. Der Test des Wienfilters am Teststand der Quelle polarisierter Elektronen zeigte, dass eine Fokussierung des ankommenden Elektronenstrahls in der

<sup>15</sup> Die Netzteile wurden in der Elektronik-Werkstatt des Instituts für Kernphysik entwickelt und hergestellt

<sup>16</sup> Die Netzteile sind umpolbar und liefern jeweils max. 10 kV Spannung

Mitte des Spinrotators und die zusätzliche Korrektur der Strahlaufstreuung hinter dem Wienfilters dringend notwendig für den weiteren ablenkfreien Transfer des Elektronenstrahls ist. Das in Ref. [108] für ein baugleiches Wienfilter, das am MAMI betrieben wird, beobachtete Emitanzwachstum wurde bereits vorhergesagt [78] konnte aber aus technischen Gründen für den Aufbau am S-DALINAC noch nicht überprüft werden. Die Veränderung der Strahlfokussierung während der Spindrehung wird in Abschnitt 5.4 vorgestellt. Während der Testphase der Quelle polarisierter Elektronen am Teststand wurde eine Kalibrierung des Wienfilters durchgeführt. Abbildung 4.22 demonstriert die eigentliche Aufgabe des Spinrotators, nämlich die Möglichkeit,

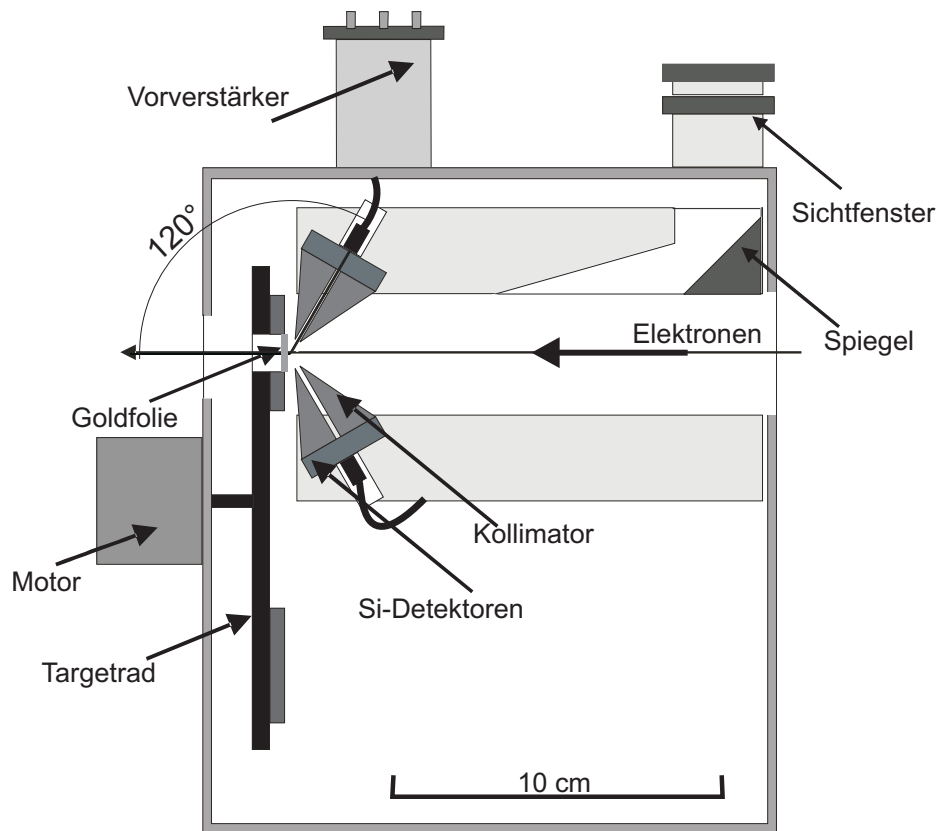


**Abbildung 4.22:** Zählratenasymmetrie im Mott-Polarimeter in Abhängigkeit von den Einstellungen des Wienfilters. Die Vierecke stellen Messwerte dar und die durchgezogene Linie die Anpassung mit einer Sinusfunktion an die Daten.

eine beliebige Spinorientierung am Experimentierplatz zu erzielen. Abbildung 4.22 zeigt die Asymmetrie der Mott-Streuung bei Variation des Wienfilter-Stroms. Das Verhalten der Asymmetrie entspricht dem erwarteten sinusförmigen Verlauf (vgl. Gl. (3.19)). Somit ist es immer möglich, am Targetort die gewünschte Spinstellung zu erzielen. Das Wienfilter wurde für Experimente, die am Teststand durchgeführt wurden und mehrere Tagen dauerten, verwendet. Es wurden ohne Schwierigkeiten verschiedene Spinorientierungen erreicht und für jede neue Einstellung wurde weniger als eine Stunde benötigt.

#### 4.5.4 Mott-Polarimeter

Wie bereits in Kapitel 3.8 erwähnt, erfolgt die Analyse der Strahlpolarisation mit einem im Rahmen von [110] aufgebauten Mott-Polarimeter. In Abbildung 4.23 ist der schematische Aufbau des Polarimeters dargestellt. Die Vakuumkammer des Polarimeters wurde aus einem Edelstahlrohr NW 200 angefertigt und enthält vier Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren und ein Targetrad mit Streufohlen. Das Targetrad, das die Möglichkeit bietet, bis zu 11 Targets mit unterschiedlichen Dicken einzubauen, wird mit einem Schrittmotor angesteuert. Um den Strahl



**Abbildung 4.23:** Schematischer Aufbau des Mott-Polarimeters für die 100-keV-Quelle. Die Elektronen kommen von rechts und treffen auf ein Gold-Target. Die gestreuten Elektronen werden unter  $120^\circ$  mit vier Si-Detektoren nachgewiesen.

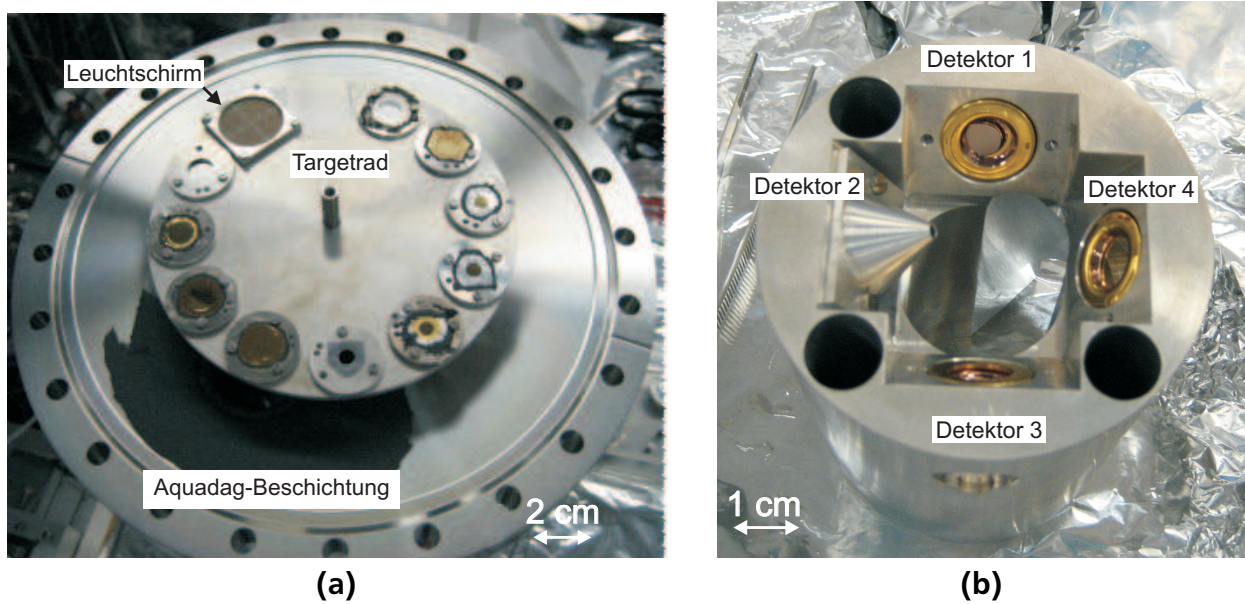
ungestört durch das Polarimeter passieren zu lassen, besitzt das Targetrad eine großzügige Aussparung. Als Streufolien werden freitragende Goldfolien (hergestellt im Targetlabor des Instituts), mit Dicken zwischen 40 nm und 500 nm verwendet (siehe Tabelle 4.2). Die Dicken der

Nummer	Dicke (nm)	Durchmesser (mm)
	(nm)	(mm)
1	42.5(13)	5
2	59.7(18)	5
3	122(4)	5
4	150(30)	10
5	200(40)	10
6	500(100)	10

**Tabelle 4.2:** Goldfolien im Targetrad des Mott-Polarimeters.

Targets mit Nummern 1 bis 3 wurden mit einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle vermessen. Die restliche Folien wurden nachträglich hergestellt; zu diesem Zeitpunkt konnte die Foliendicke nur während der Produktion mittels Schwingquartzmessung bestimmt werden. Ein Berylliumoxid-Leuchtschirm befindet sich ebenfalls auf dem Rad. Mit diesem Schirm kann die Position und die Fokussierung

des einfallenden Elektronenstrahls in der Mott-Kammer bestimmt werden. Eine Überwachung findet durch eine Kamera die an einem seitlich angeordneten Sichtfenster befestigt ist, statt. Die Detektoren (auch Eigenbau des Instituts), werden in einem aus Aluminium angefertigten Zylinder unter einem polaren Winkel von  $120^\circ$  montiert. Unter diesem Winkel wird, wie in Kapitel 3.8 erläutert wurde, eine maximale Zählratenasymmetrie für 100-keV-Elektronen gemessen. Dabei sind die Detektoren mit kegelförmigen Kollimatoren abgeschirmt und durch eine Durchführung mit Hochspannung versorgt, die außerdem die Vorverstärker einbindet. Der Durchmesser der Kollimatoren beträgt 2 mm. Die Polarisisation kann einen beliebigen Winkel senkrecht zur Ausbreitungsrichtung besitzen. Um die beiden transversalen Komponenten der Polarisisation messen zu können, wurden vier Detektoren in zwei senkrechten Ebenen so angeordnet, dass sie unter einem Azimutalwinkel von  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  und  $270^\circ$  zueinander stehen (vgl. Abb. 4.24 (b)). Der



**Abbildung 4.24:** Der Endflansch des Mott Polarimeters mit dem Targetrad und einer Aquadag-Beschichtung (a) und Anordnung der Detektoren im Mott-Polarimeter (b). Die Detektoren werden mit kegelförmigen Kollimatoren geschützt.

Gesamtbetrag der Polarisisation lässt sich bestimmen durch

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}. \quad (4.7)$$

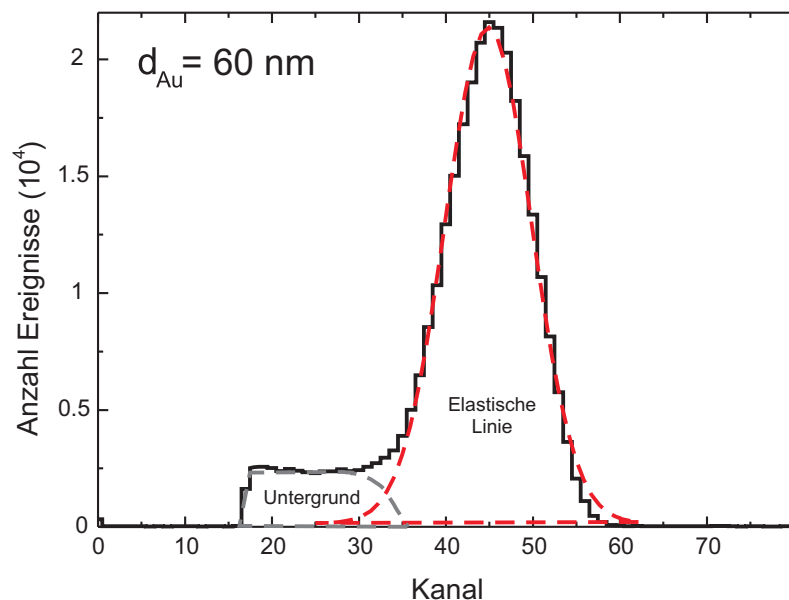
Hierin sind  $P_x$ ,  $P_y$  die Polarisationskomponenten für zwei unterschiedliche Detektor-Paare. Jedes Paar wird aus zwei gegenüberliegenden Detektoren gebildet, d.h. Detektoren 1 und 3 bilden das erste Paar und Detektoren 2 und 4 das zweite. Aufgrund von möglichen Rückstreuungen am Folienträger bei einem aufgeweiteten Elektronenstrahl muss der Träger einen Innendurchmesser von mindestens 10 mm besitzen. Andererseits werden, um den Einfluss der Mehrfachstreuung im Target zu reduzieren, nur freitragende Goldfolien verwendet, von denen die dünnste eine Dicke von ca. 40 nm besitzt. Um einen stabilen Halt solcher Folien im Halter zu gewährleisten, wurden die dünnen Folien mit einem Durchmesser von 5 mm hergestellt. Durch ein sich vor dem Mott-Polarimeter befindlichen Quadrupol-Triplett wird die notwendige Fokussierung



erreicht. Um die Rückstreuwahrscheinlichkeit der Elektronen von den Wänden der Vakuumkammer zu minimieren, wurde die Innenseite der Kammer und der Endflansch an der Austrittsöffnung (Abb. 4.24 (a)) mit Aquadag<sup>17</sup> beschichtet. Aufgrund einer sehr niedrigen Ladungszahl ( $Z = 6$ ) ist die Rückstreuwahrscheinlichkeit (hängt quadratisch von Ladungszahl ab) von Aquadag viel geringer als von den Stahlwänden der Vakuumkammer.

Wenn die gestreuten Elektronen einen der Silizium-Sperrschichtdetektoren treffen, wird ein Ladungspuls erzeugt. Der Puls, abgeführt durch die angelegte Spannung, gelangt vorverstärkt in den Hauptverstärker. Dort wird dem Signal eine Gaußform aufgeprägt. Über ein Analog-Digitalwandler wird das Signal digitalisiert und in einem Vielkanalanalysator zwischengespeichert, um mit einem PC ausgelesen zu werden.

Aus Zeitmangel und technischen Gründen konnte eine Messung der Polarisation am neuen Injektorsystem noch nicht durchgeführt werden. Da aber der Aufbau des Mott-Polarimeters dem am Teststand der polarisierten Quelle entspricht, wird das Messverfahren in diesem Kapitel anhand von durchgeführten Messungen am Teststand gezeigt. Ein typisches Spektrum aus einer Messung mit Detektor 1 ist in Abb. 4.25 dargestellt. Das Spektrum kann in zwei Kanal-Bereiche gegliedert werden:



**Abbildung 4.25:** Mit Detektor 1 aufgenommenes Spektrum bei Streuung polarisierter Elektronen an einem 60 nm dickem Goldtarget. Die elastische Linie wurde mit einer Gauß-Verteilung und der Untergrund mit einer Fehlerfunktion angefittet.

1. Elastische Linie (Kanal 30–60). Hierbei handelt es sich um das Signal der an Gold elastisch gestreuten Elektronen, die unter einem Winkel von  $120^\circ$  zum Detektor gelangen und bei der Messung von Asymmetrien von Interesse sind.
2. Inelastische Streuung (Kanal 17–40). Diese Ereignisse entstehen durch Elektronen die bei ihren inelastischen Stößen erheblich mehr als die mittlere Energie abgegeben haben, vor allem aber auch durch vielfach gestreute Elektronen, die einen wesentlich längeren Weg durch die Folie zurückgelegt haben.

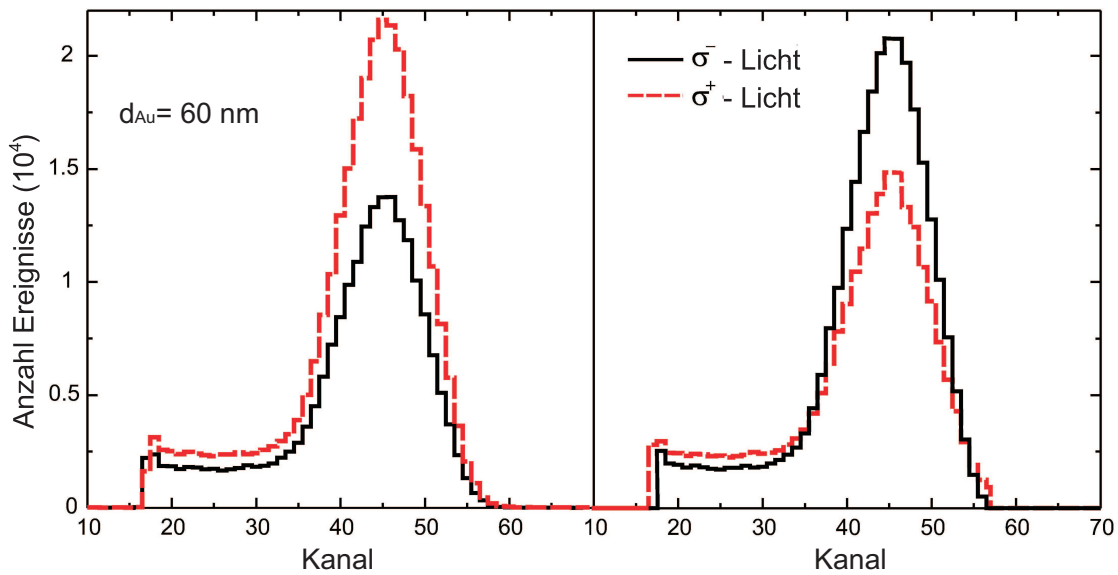
<sup>17</sup> Aquadag ist eine wässrige Suspension von kolloidalem Graphit

Der Anteil der Ereignisse aus Bereich 2 wurde mit einer Fehlerfunktion angenähert und vom gesamten Spektrum abgezogen. Weiterhin wurden aus den gewonnenen Daten für die elastische Linie die Asymmetrie-Komponenten  $A_{1,3}$  und  $A_{2,4}$  für beide Detektor-Paare über Gl. (3.21) bestimmt.

Eine weitere Verfälschung der Messdaten kann durch eine instrumentelle Asymmetrie hervorgerufen werden. Diese entsteht bei unterschiedlichen Detektoreffizienzen oder bei nicht optimaler Justage des Elektronenstrahls auf dem Target. Um diesen Einfluss eliminieren zu können, werden zwei Messungen mit unterschiedlichen Polarisationsrichtungen des Elektronenstrahls nacheinander durchgeführt. Dies wird durch das einfache Umschalten der Polarisation des Laserstrahls von links- auf rechtszirkular erreicht. Die resultierende Asymmetrie berechnet sich durch die Gleichungen [110]

$$A_{1,3} = \frac{1 - \sqrt{\frac{N_1^+ \cdot N_3^-}{N_1^- \cdot N_3^+}}}{1 + \sqrt{\frac{N_1^+ \cdot N_3^-}{N_1^- \cdot N_3^+}}} \quad \text{bzw.} \quad A_{2,4} = \frac{1 - \sqrt{\frac{N_2^+ \cdot N_4^-}{N_2^- \cdot N_4^+}}}{1 + \sqrt{\frac{N_2^+ \cdot N_4^-}{N_2^- \cdot N_4^+}}}, \quad (4.8)$$

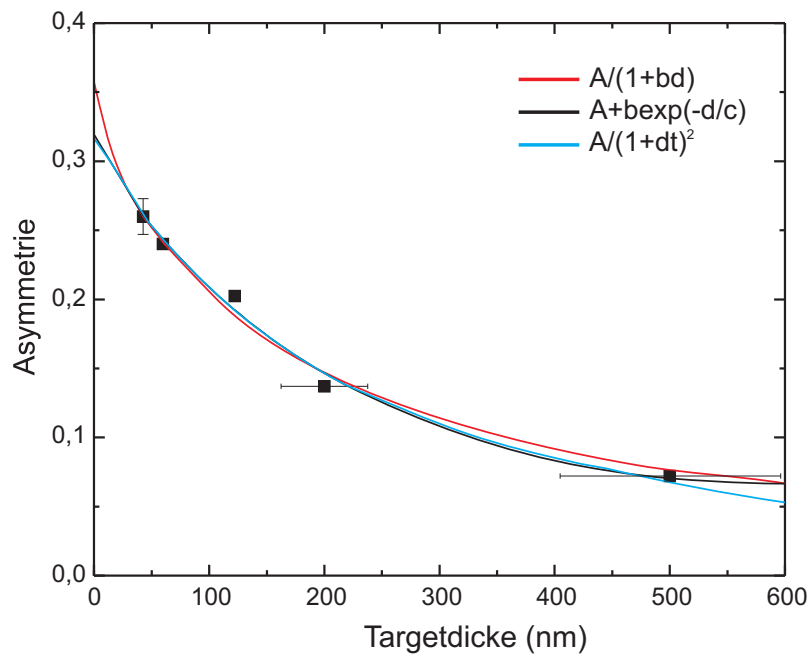
wobei  $N_{1,2,3,4}$  die Zählraten sind, die mit dem Detektor mit der entsprechende Nummerierung aufgenommen wurden. Die Indizes „+“ und „-“ stellen dabei die Messungen mit rechts- ( $\sigma^+$ ) und linkszirkular ( $\sigma^-$ ) polarisiertem Licht dar. Abbildung 4.26 zeigt als Beispiel Spektren einer Messung, aufgenommen mit den Detektoren 1 und 3, bei zwei unterschiedlichen Laserlicht-Polarisationen  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ . Als Target wurde eine 60 nm dicke Goldfolie verwendet. Bei einer



**Abbildung 4.26:** Spektren der Mott-Streuung polarisierter Elektronen an einer 150 nm dicken Goldfolie. Aufgenommen mit Detektoren aus einer Streuebene (1 und 3) bei unterschiedlichen Laserlicht Polarisationen. Als Photokathode wurde eine Strained-layer-Kristall eingesetzt. Nach der Auswertung erhält man eine Asymmetrie von 15 %.

solchen Messung ist immer darauf zu achten, dass die Zählrate nicht über 2 kHz steigt, da auftretende Pile-up-Effekte (es werden gleichzeitig mehrere Elektronen detektiert) die Ergebnisse verfälschen können (die Ströme, die benötigt werden, um solche Zählrate zu erzielen,

liegen im Bereich von einigen pA). Um aus den gemessenen Asymmetrien einen Wert für die Polarisation des Elektronenstrahls zu berechnen, benötigt man einen Wert für die Shermanfunktion (vgl. Gl. (3.22)). Bei der theoretischen Berechnung der Analysierstärke wird nur die elastische Einzelstreuung eines Elektrons berücksichtigt. Die endliche Dicke  $d$  des Targets führt jedoch zu Mehrfachstreuungen. Da die Shermanfunktionen der diversen bei Mehrfachstreuung auftretenden Winkel kleiner sind als die des Gesamtwinkels von  $120^\circ$ , sinkt der Betrag der effektiven Shermanfunktion  $S_{eff}(d)$ . Je dicker eine Folie ist, desto wahrscheinlicher werden Mehrfachstreuungen und desto kleiner wird der erwartete Wert für tatsächliche  $S_{eff}(d)$ . Ein gängiges Verfahren, um dieses Problem zu umgehen, ist eine Targetdickenextrapolation. Hierfür wurden bei konstant gehaltenem Strahlstrom die zur Foliendicke proportionale Zählrate der einzelnen Targets jeweils gegen die dort gemessene Asymmetrie aufgetragen (vgl. Abb. 4.27). In [111] werden verschiedene Fitfunktionen für die Targetdickenextrapolation vorgestellt. Kei-



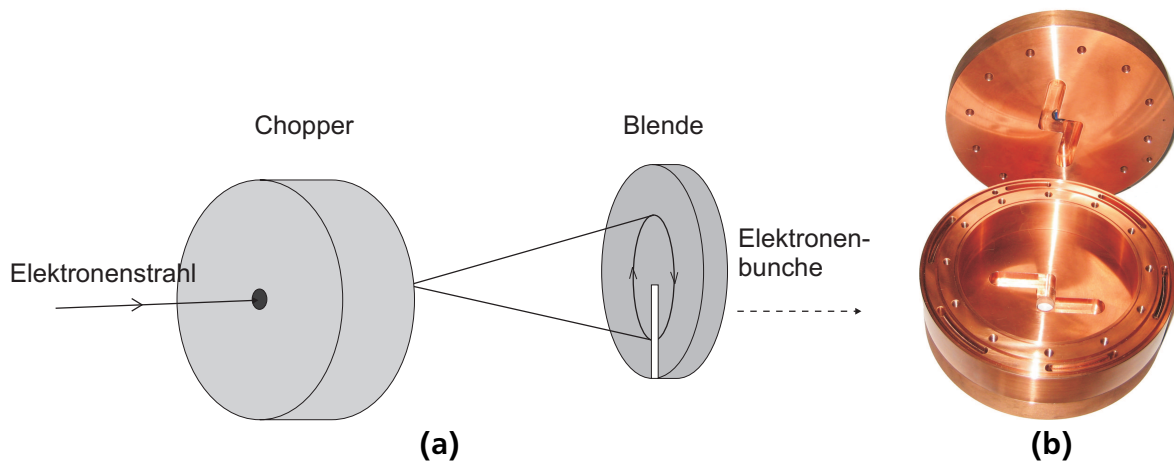
**Abbildung 4.27:** Abhängigkeit der gemessene Asymmetrie von der Targetdicke. Den gemessenen Werten wurden verschiedene Funktionen angepasst um die Asymmetrie bei der Targetdicke Null bestimmen zu können. Bei der Messungen wurde eine superlattice Photokathode mit dem Laser von 780 nm Wellenlänge bestrahlt.

ne von diesen kann bevorzugt werden, da es noch keine theoretische Basis gibt, die den einen oder den anderen Verlauf ausreichend begründet. Die Prozesse, die im Target statt finden, sind bis heute nicht vollständig verstanden. Deswegen wird aus den Ergebnissen für die Extrapolationen mit verschiedenen Funktionen ein Mittelwert gebildet und dieser Wert für die Bestimmung des Polarisationwertes verwendet. Mit der beschriebenen Methode wurden folgende Werte der Polarisation für verschiedene Photokathoden ermittelt:

$$\begin{aligned} P_{\text{Bulk}} &= (35.5 \pm 1.4)\% \\ P_{\text{Strained}} &= (75.1 \pm 2.1)\% \\ P_{\text{Superlattice}} &= (86.1 \pm 1.4)\%. \end{aligned}$$

Hierhin betrug die Laserwellenlänge bei ersten beiden Messungen 830 nm und bei der letzten 780 nm.





**Abbildung 4.28:** Prinzip der Funktionsweise des Choppers in schematischer Darstellung (a) und Fotografie des Chopper-Resonators von innen (b). Der Innendurchmesser des Resonators beträgt 115 mm.

#### 4.5.5 Chopper-Prebuncher-System

Um einem kontinuierlichen Elektronenstrahl (entweder aus der thermionischen Quelle oder aus der Quelle polarisierter Elektronen) die notwendige Zeitstruktur und höchsten 5 ps Pulsdauer aufprägen zu können, wurde ein neues Chopper-Prebuncher-System benötigt, da das alte System für 100-keV-Elektronen nicht ausgelegt war. Als Anfangspunkt für das Design der neuen Kavitäten wurden der Chopper-Resonator und das zweistufige Bunchersystem, die am Mainzer Mikrotron im Einsatz sind [112], genommen. In darauf folgenden Berechnungen und Simulationen [78, 113] wurde das System für die Verwendung am S-DALINAC adaptiert und im Rahmen von [81] aufgebaut und getestet.

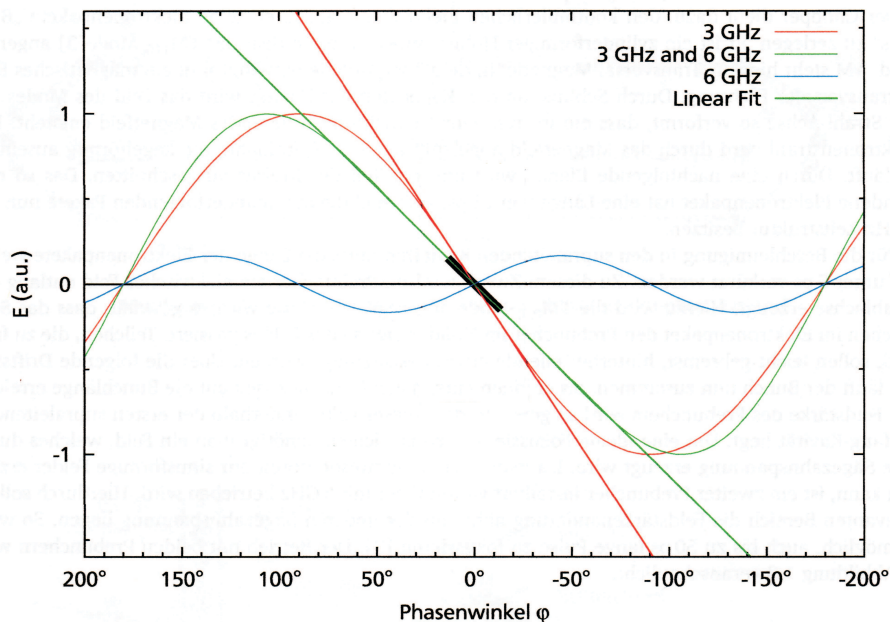
Um einen Elektronenstrahl in einem Hochfrequenzbeschleuniger wie dem S-DALINAC beschleunigen zu können, muss der kontinuierliche Eingangsstrahl in kurze Elektronenpakete „zerhackt“ („gechoppt“) werden. Das passiert in einer für 3 GHz optimierten Chopper-Kavität.

Der Chopper ist ein zylinderförmiger Hohlraumresonator, in dem die  $TM_{110}$ -Mode (Transversal Magnetic Mode) angeregt wird. In dieser Mode schwingt ein magnetisches Feld in transversaler Richtung (senkrecht zur Flugbahn). Durch die auf der Vakuumseite der beiden Stirnflansche des Choppers vorhandenen s-förmigen Ausfräsungen (vgl. Abb. 4.28 (b)), wird das Magnetfeld der  $TM_{110}$ -Mode zwischen ihnen räumlich um  $180^\circ$  gedreht. Durch diese Verformung des Feldes erhalten die Elektronen, die den Resonator durchqueren, je nach Eintrittsphase eine unterschiedliche Geschwindigkeitskomponente. Das führt zu einer Ablenkung des Elektronenstrahls auf eine Spiralbahn, die kegelförmig auseinander läuft. Durch eine in der Strahlführung hinter dem Chopper vorhandene Blende wird ein Teil des Kreises ausgeschnitten. Die Funktionsweise des Choppersystems, bestehend aus einem Chopper-Resonator und einer Blende, wird in Abb. 4.28 (a) veranschaulicht.

Beim Betrieb des S-DALINAC mit der thermionischen Quelle, beträgt der Choppverhältnis 1:10 (Intensität hinter der Chopper-Blende zu Intensität vor der Blende), wodurch sich eine Länge der einzelnen Elektronenbunche von  $36^\circ$  ergibt (bei 3 GHz Grundfrequenz des S-DALINAC beträgt eine volle Periodendauer  $333 \text{ ps} \hat{=} 360^\circ$ ) was einer zeitlichen Länge von  $\approx 33 \text{ ps}$  entspricht.

Um die somit erhaltenen Elektronenpakete weiter auf einer Hochfrequenzwelle der supraleitenden Struktur beschleunigen zu können, müssen sie weiterhin in Flugrichtung auf bis zu 5 ps Paketenlänge komprimiert („gebuncht“) werden. Dies wird in der anschließenden Resonator-Gruppe (Buncher-System) erreicht.

Das zweistufige Bunchersystem besteht aus einem 3-GHz-Buncher ( $1f$ ) und einem 6-GHz-Buncher ( $2f$ ), die ebenfalls zylindrische Hohlraumresonatoren sind und in einer  $TM_{010}$ -Mode betrieben werden. Diese Mode besitzt auf der Mittelachse des Resonators ein Maximum des elektrischen Felds. Daher erfahren die auf der Mittelachse auftreffenden Elektronen eine Beschleunigung und keine Ablenkung. Die Phase des im Resonator schwingenden Felds wird so gewählt, dass ein definiertes Sollteilchen aus dem Elektronenpaket den Buncher im Nulldurchgang des Felds passiert. Teilchen, die die Kavität früher passieren, werden leicht abgebremst und diejenigen, die erst später kommen, werden leicht beschleunigt. Das führt zu einem Geschwindigkeitsunterschied innerhalb des Bunchs und nach einer gewissen Driftstrecke erreichen die Bunche eine maximale Komprimierung. Um das Choppverhältnis für den Betrieb der Quelle polarisierter Elektronen ggf. weiter erhöhen zu können - und somit die effektive, am Experiment abgelieferte Ladung je Kathodenaktivierung zu maximieren - wird ein zweistufiges System verwendet mit einem zweiten Buncher, der mit der doppelten Frequenz arbeitet (vgl. Abb. 4.29). Dabei wurde darauf geachtet, dass der Abstand zwischen beiden Buncher ein ungradzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge zu einer Frequenz von 6 GHz  $\lambda_{2f} \approx 50$  mm beträgt (damit der Elektronenstrahl aus dem  $1f$ -Buncher mit der richtigen Phase den  $2f$ -Buncher trifft). Deswegen wurden die Buncher in einem Abstand von  $d = \frac{15}{2}\lambda_{2f} \approx 375$  mm zueinander platziert.



**Abbildung 4.29:** Darstellung des näherungsweise linearen Bereichs durch den Einsatz zweier Prebuncher der ersten und zweiten harmonischen Schwingung [114]. Mit dem schwarzen Balken ist ein Elektronenpaket gekennzeichnet, dessen Sollteilchen den Prebuncher im Nulldurchgang durchläuft ( $0^\circ$ ).

Die drei Hochfrequenz-Kavitäten wurden in der Werkstatt des Instituts aus hochreinem Kupfer<sup>18</sup> hergestellt. Aus diesem Material hergestellte Resonatoren besitzen eine deutlich höhere Güte (Verhältnis zwischen der gespeicherten Energie im Resonator und dem Energieverlust pro Schwingungsperiode, vgl. [115]). Um die Frequenz-Stabilität beim Betrieb der Kavitäten aufgrund der Wärmeentwicklung gewährleisten zu können, werden die Chopper- und die 3-GHz-Buncher-Kavität mit Wasser gekühlt.

Die wichtigsten Parameter der drei Hochfrequenz-Kavitäten sind in Tabelle 4.3<sup>19</sup> zusammengefasst. Um die höchstmögliche Einfangeffizienz der eintreffenden Elektronenpakete in der

Resonator	Betriebsfrequenz	Kopplungsfaktor	Verlustleistung <sub>Theorie</sub> (W)
Chopper	2.997 GHz	1.02	70
1f-Buncher	2.997 GHz	1.1	4
2f-Buncher	5.994 GHz	1.08	0.65

**Tabelle 4.3:** Charakteristische Parameter des Chopper-Prebuncher-Systems. Die Werte für die Verlustleistungen in den Resonatoren wurden mit *Microwave-Studio* [116] simuliert.

zwei-zelligen Beschleunigungsstruktur erreichen zu können, soll der Fokuspunkt der Komprimierung im Bunchersystem innerhalb dieser Struktur liegen. Die Felder, die dafür in die Kavitäten eingespeist werden müssen, wurden zum einem theoretisch von [78] berechnet und zum anderem aus einer Flugzeitmessung gewonnen [117]. Die Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 4.4 dargestellt. Die Flugzeitmessungen wurden auch für einen 200-keV-Elektronenstrahl aus

Buncher	3 GHz	und	6 GHz	nur 3 GHz
elektrisches Feld (kV/m)	1.47		0.244	0.93
Phase	32.4°		−125.2°	32.4°
Verlustleistung (W)	3.1		0.45	2.1

**Tabelle 4.4:** Einstellparameter für 1f- und 2f-Buncher, die für eine maximale Komprimierung eines 100 keV Elektronenstrahls notwendig sind.

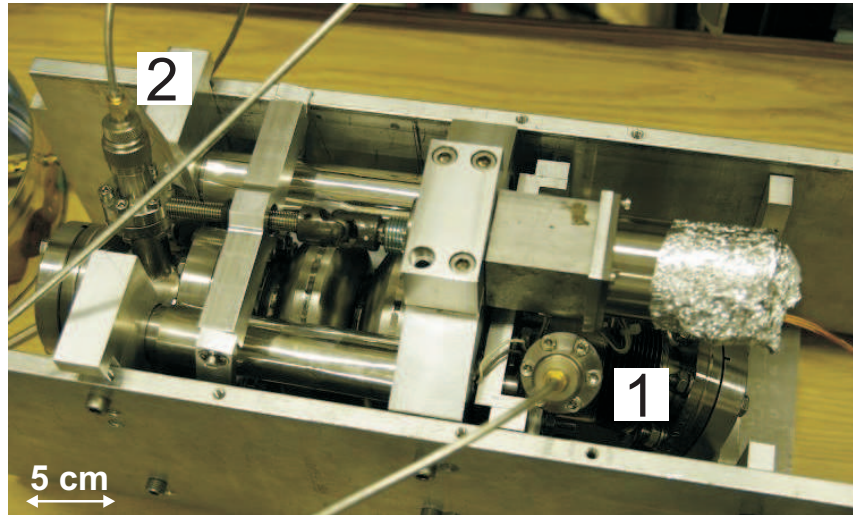
der thermionischen Quelle durchgeführt, da aber diese Energie nicht von Interesse ist, werden die Ergebnisse hier nicht aufgeführt. Um die Kavitäten in der Amplitude und Phase stabilisieren zu können, werden diese mit einer neu entwickelten digitalen Hochfrequenzregelung geregelt [114, 118].

## 4.6 Supraleitende Einfangsstruktur

Um einen Elektronenstrahl in den supraleitenden Strukturen des S-DLAINAC beschleunigen zu können, müssen die Elektronen eine Geschwindigkeit von nahezu Lichtgeschwindigkeit ( $\beta \approx 1$ ) besitzen. Der 250-keV-Strahl aus der thermionischen Quelle besitzt einen Wert  $\beta = 0.74$ , was aber noch nicht ausreichend groß ist. Um diesen Strahl bis  $\beta \approx 1$  vorzubeschleunigen, wird eine Struktur, die aus fünf Zellen besteht, verwendet. Bei einer Länge  $l_{cell} = 5$  cm und einem Beschleunigungsfeld von  $E_{acc} = 5$  MV/m, sollte der Energiegewinn in dieser Struktur bis zu 1.25

<sup>18</sup> Cu-ETP: Electrolytic Tough Pitch Copper

<sup>19</sup> Der Kopplungsfaktor zeigt die Effizienz des Einbringens des elektromagnetischen Wechselfeldes in den Resonator.



**Abbildung 4.30:** Zweizellige Einfangstruktur im Tuner-Rahmen. Mit 1 bzw. 2 sind die Einkoppel- und die Auskoppelantenne für die Einspeisung und Messung der Hochfrequenzleistung gekennzeichnet.

MeV betragen. Dabei ist zu vermerken, dass diese Struktur auch für Elektronen mit  $\beta \approx 1$  konzipiert wurde und dieser Energiegewinn nicht erreicht werden kann, da die einfallende Elektronen zunächst wegen des Phasenschlupfs abgebremst werden, um erst dann optimal beschleunigt zu werden. Es konnte nur eine Energieerhöhung von 250 keV auf ca. 1 MeV erreicht werden [119].

Die Rechnungen für einen Elektronenstrahl mit 100 keV Energie ( $\beta = 0.54$ ) haben gezeigt, dass eine zusätzliche Vorbeschleunigung notwendig ist [120]. Eine zweizellige Einfangstruktur mit größerer Geometrie, d.h. geeignet für Elektronenstrahlen niedriger Energie (ausgelegt für  $\beta = 0.85$ ) wurde bereits entwickelt und getestet [121], um die Beschleunigung in der fünfzelligen Struktur effizienter zu machen. Diese Struktur wird für die Vorbeschleunigung des polarisierten 100-keV-Strahls eingesetzt.

Bei der Erprobungen der Struktur vor dem Wiedereinbau in den Injektorkryostaten, wurde festgestellt, dass der Motor, der benötigt wird, um die Struktur in der Amplitude und der Phase abstimmen zu können, nicht mehr funktionsfähig war. Eine nicht genaue Anpassung den vorgesehenen Rahmen auf die Struktur-Geometrie hat zu einer Verkeilung des Motors geführt. Daraufhin wurde der Motor und der gesamte Halter der Struktur (Tuner-Rahmen) ersetzt [122]. Abbildung 4.30 zeigt die zweizellige Vorbeschleunigungsstruktur kurz vor dem Einbau in das Kryostatmodul des Injektors.

Die Struktur wird mit der hochfrequenten Leistung über eine N-Stecker-Verbindung (schraubbare Koaxialkabelverbindung für Koaxialkabel) versorgt. Die Leitung konnte nicht direkt aus dem Kryostat herausgeführt werden, da dies beim ersten Design des Kryostaten nicht vorgesehen war [123]. Deswegen wurde das Hochfrequenzkabel entlang der Struktur im flüssigen Helium zum seitlich vorhandenem Ausgang nach außen geführt (Ein Teil der Leitung führt durch das Isoliervakuum des Kryostaten). Bei den ersten Tests mit dem Elektronenstrahl wurde festgestellt, dass relativ viel Leistung an der Ausgangsdurchführung, die eine Verbindung zwischen Isoliervakuum und Luft ermöglicht, reflektiert wurde. Durch die an diese Stelle produzierte Wärme ist die Leitung durchgebrannt. Um das zu beheben, musste der S-DALINAC im warmen Zustand sein. Um die geplanten Experimente nicht zu gefährden, konnte in der Zeit

---

dieser Arbeit kein Strahl polarisierter Elektronen hinter dem Injektorlinac detektiert werden. In der laufenden Wartungspause wird dieses Problem behoben.

Eine Phasenabstimmung zwischen allen Hochfrequenz-Kavitäten (Chopper/1f-Buncher/2f-Buncher/zweizellige Struktur/fünfeellige Struktur/zwei zwanzigzelligen Strukturen) ist eine sehr komplexe Aufgabe. Es ist aber nach längerer Zeit gelungen ohne zweizelliger Struktur das System so einzustellen, dass der thermionische 250-keV-Elektronenstrahl durch den gesamten Injektorbeschleuniger transportiert wurde.



---

## 5 Erste Ergebnisse und Betriebserfahrungen am Injektor für polarisierte Elektronen

---

Nach der Fertigstellung des neuen Injektorsystems wurden mehrere Messungen zur Charakterisierung der neuen Elektronenkanone und des Lasersystems vorgenommen. In diesem Kapitel werden diese Ergebnisse vorgestellt. Die Messungen wurden bei verschiedenen Wellenlängen, Leistungen und Betriebsmodi (cw oder gepulst) des Laserstrahls vorgenommen. Als Photokathode wurde ein Superlattice-InGaAs-Kristall eingesetzt.

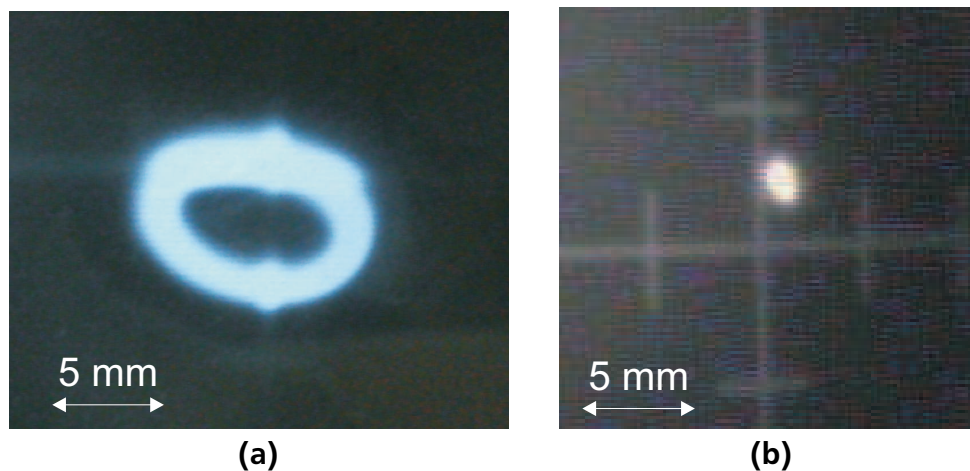
Bei den ersten Strahltests im neuen Strahlführungssystem und den ersten Injektionsversuchen in den S-DALINAC konnte die korrekte Einstellung der einzelnen Quadrupol-Magnete und des Wienfilters nur anhand der Leuchtschirme überprüft und optimiert werden, da eine genaue Vermessung der Strahlparameter noch nicht an allen Stellen des neuen Injektors durchgeführt werden konnte. Die Designwerte der Computersimulationen aus [78] dienten dabei nur als ungefähre Vorgabe für die Einstellungen der einzelnen Quadrupole und Hochfrequenzresonatoren.

---

### 5.1 Pulsbetrieb der polarisierten Quelle

---

Um den Pulsbetrieb der Quelle polarisierten Elektronen zu testen, wurde das Ti:Sa-Lasersystem mit dem Master-Oszillator des S-DALINAC synchronisiert. Der Laserstrahl mit 3 GHz Repetitionsrate und ca.  $(384 \pm 24)$  fs Pulslänge wurde zur Kathode geleitet. Der entstandene Elektronenstrahl wurde hinter dem eingeschalteten Chopper-Resonator auf einem Leuchtschirm beobachtet. Ein Vergleich zwischen einem kontinuierlichen Strahlbetrieb der Elektronenkanone und einem gepulsten Betrieb ist in Abb. 5.1 gezeigt. Für eine Pulslängenmessung ist eine



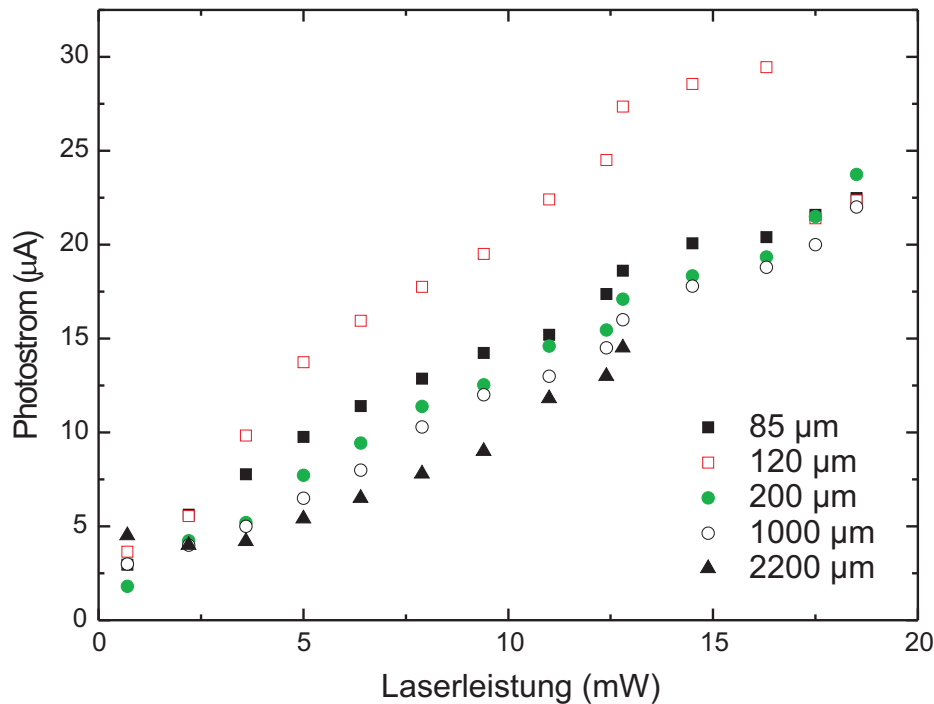
**Abbildung 5.1:** Elektronenstrahl auf dem Leuchttarget hinter dem Chopper-Resonator bei einem Dauerstrichbetrieb der Kanone (a) und bei einem gepulsten Betrieb (b). Die Pulslänge wurde auf  $\leq 5$  ps abgeschätzt. Die eingespeiste Leistung im Chopper betrug in beiden Fällen 50 W.

Spaltvorrichtung hinter dem Chopper-Resonator vorgesehen [62]. Diese konnte aber wegen der begrenzten Zeit, die für die Messungen zur Verfügung stand, noch nicht ausprobiert werden. Deswegen wurde die Pulslänge aus der Strahlfleckgröße auf dem Leuchtschirm hinter dem Chopper-Resonator abgeschätzt. Da eine volle Ellipse  $360^\circ$  beträgt, was bei einer Grundfrequenz von 3 GHz 333 ps entspricht, wurde die Pulslänge auf  $\leq 5$  ps abgeschätzt. (Aus der Intensitätsanalyse des Foto wurde eine Strahlgröße zu maximal  $8^\circ$  abgeschätzt).



## 5.2 Emissionsverhalten der Photokathoden

Um die Quantenausbeute zu optimieren, wurde die Abhängigkeit des Emissionsstroms vom Radius des Laserflecks auf der Kathode untersucht. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Die Ergebnisse der Messungen zeigen, dass mit einer Vergrößerung der beleuchteten Fläche



**Abbildung 5.2:** Abhängigkeit des Emissionsstroms von der Größe des Laserflecks auf der Photokathode. Das Laserlicht lieferte das Ti:Sa-Lasersystem im Dauerstrich-Betrieb. Die Laserleistung konnte nicht direkt in Beschleunigerhalle gemessen werden und wurde mit 30% Intensitätsverlusten während des Lichttransports aus dem Laserlabor zur Kathode abgeschätzt.

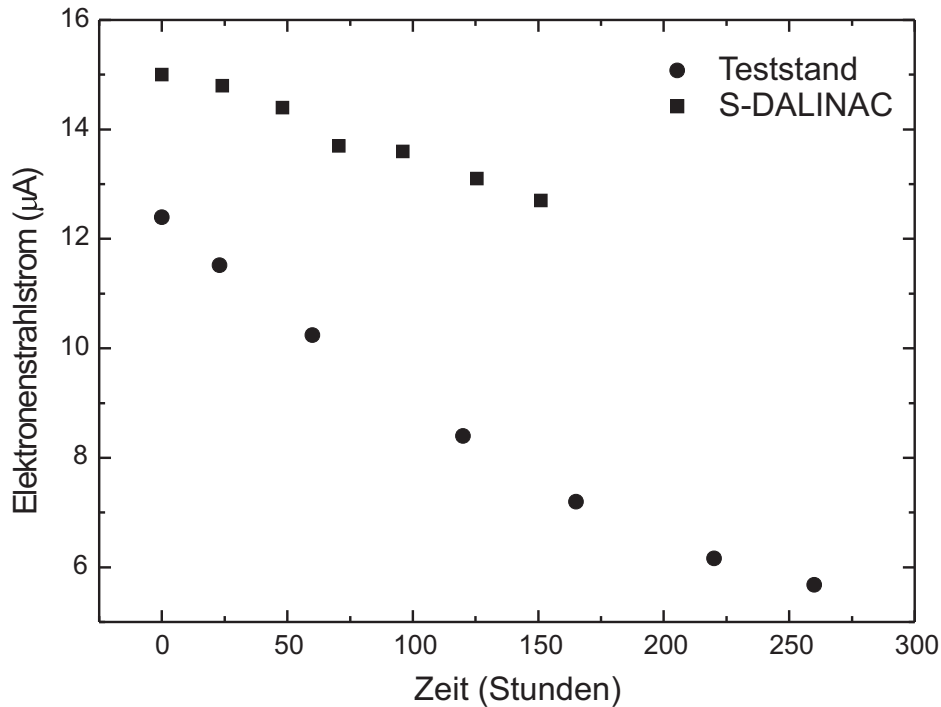
der Photostrom und damit die Quantenausbeute sinkt. Um die Laserstrahlgröße zu bestimmen, wurde eine Rasierklinge durch den Strahl bewegt und die Intensität mit einem Leistungsdetektor nachgewiesen. Beim Laserfleckdurchmesser von über 2000  $\mu\text{m}$  konnte keine vollständige Transmission von der Kathode zum Faraday-Cup erreicht werden: Die Fokussierung des Quadrupol-Tripletts unter der Kathodenkammer, ist nicht ausreichend um einen sehr breiten Elektronenstrahl durch die vertikale Strahlführung zu führen.

Untersuchungen zur Quantenausbeute und Lebensdauer der Photokathoden wurden bei verschiedenen eingesetzten Laser durchgeführt. Zum einem wurde die Abhängigkeit des Photostroms von der Zeit nach Aktivierung bei einer charakteristischen Wellenlänge für die Produktion polarisierter Elektronen aufgenommen (vgl. Abb. 5.3). Dabei wurde die Vakuumlebensdauer der verwendeten InGaAs Strained-Layer-Photokathode in der Kathodenkammer von  $(1164 \pm 165)$  Stunden ermittelt. Zum anderen wurde die Quantenausbeute bei einer Beleuchtung der Kathode mit einer Laserdiode, die eine Wellenlänge von 415 nm besitzt, zusätzlich zu der für den Ti:Sa-Laser selektierten Wellenlänge von ca. 780 nm, bestimmt. Im Falle der am S-

DALINAC verwendeten Superlattice-Kathoden wurden folgende Werte für die Quantenasbeute ermittelt:

$$QE_{\lambda=780\text{nm}} = 2 \mu\text{A/mW} \quad (5.1)$$

$$QE_{\lambda=415\text{nm}} = 12 \mu\text{A/mW}.$$



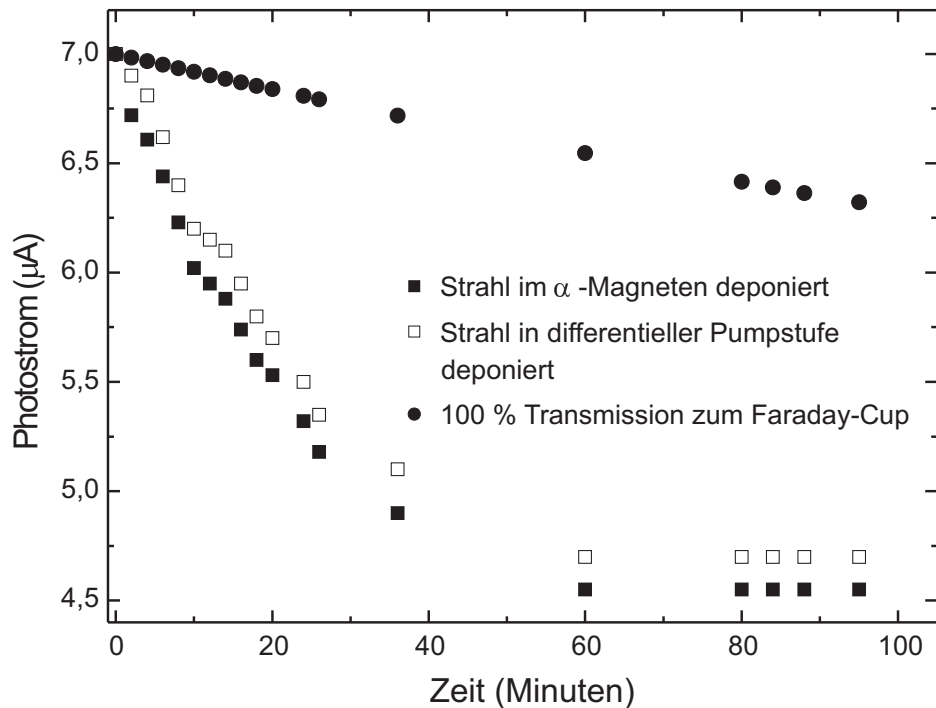
**Abbildung 5.3:** Bestimmung der erzielten Vakuumlebensdauer am Teststand und am S-DALINAC aus der Abnahme der Quanteneffizienz bzw. des bei fester Laserleistung emittierten Elektronenstrahlstrom. Bei Messungen am Teststand wurde eine Laserdiode mit 780 nm Wellenlänge verwendet, bei denen am S-DALINAC wurde der Laserstrahl mit 780 nm Wellenlänge aus dem Ti:Sa-Lasersystem zur Kathode geleitet. Man erhält durch Anpassung von Exponentialfunktionen Werte von  $(1164 \pm 165)$  Std. für den Aufbau am S-DALINAC, verglichen mit  $(358 \pm 26)$  Std. am Teststand.

### 5.3 Strahlverluste in der Strahlführung

Die Verluste des Elektronenstrahls während des Transports von der Kathode zum Experimentierplatz können die Lebensdauer einer Photokathode verkürzen und als Folge dessen die Verfügbarkeit der Quelle sehr stark begrenzen, besonders, wenn die Verluste in der Nähe der Kathode auftreten.

Um den Einfluss der Strahlverlustes abschätzen und verstehen zu können, wurden zwei Fälle untersucht: Der Verlust eines Teils (ca. 50%) des Strahls in der Vakuumkammer des etwa 80 cm von der Kathode entfernten  $\alpha$ -Magneten und an der Blende der differentiellen Pumpstufe (vgl. Abb. 5.4). Um zu zeigen, dass die Effekte ausschließlich aus den Strahlverlusten resultieren, wurde der Strahl nach einer Stunde zum Faraday-Cup geleitet. Für die Messungen wurde der Laserstrahl aus dem Ti:Sa-Lasersystem verwendet, die Leistung des Strahls wurde so

eingestellt, dass bei jeder Messung der Elektronenstrahlstrom auf dem Faraday Cup ca.  $7 \mu\text{A}$  beträgt. Aus den Ergebnissen der Messungen geht hervor, dass die Lebensdauer der Kathode ( $27 \pm 3$ ) Stunden bei Verlusten in  $\alpha$ -Magnetkammer bzw. ( $35 \pm 4$ ) Stunden bei Verlusten in der differentiellen Pumpstufe beträgt. Daraus kann geschlossen werden, dass die kurze Kathodenlebensdauer ausschließlich an den Strahlverlusten liegt, zusätzlich hängt diese von dem Abstand von der Verluststelle zur Kathode ab. Je weiter von der Kathode entfernt der Strahlverlust stattfindet, desto geringer wird der Einfluss auf die Lebensdauer, ein ähnliches Verhalten wurde auch von [7] beobachtet. Zum Vergleich wurde eine Messung der Quantenausbeute bei vollständiger



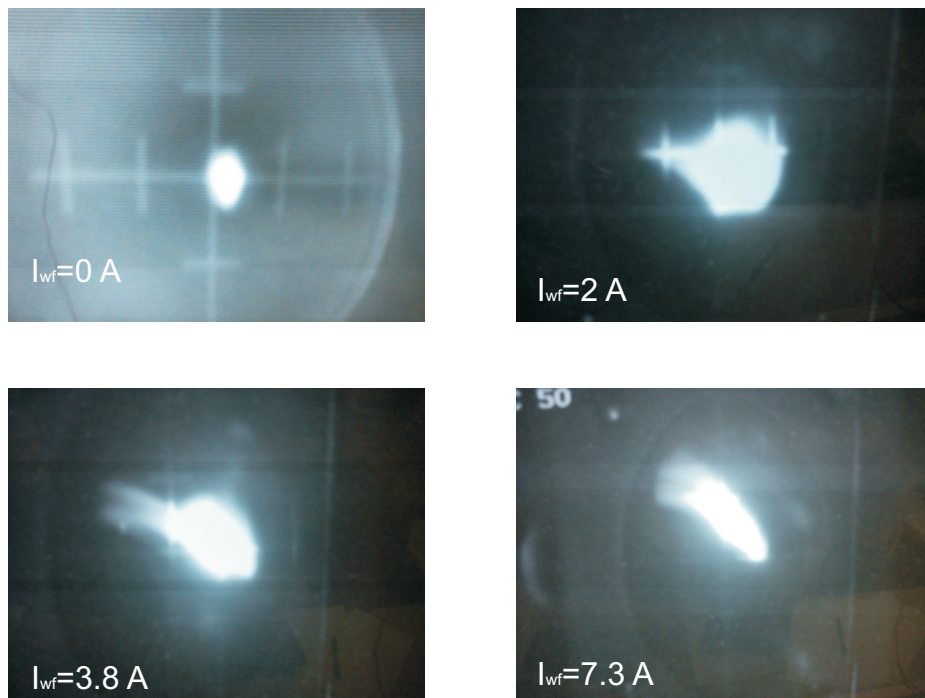
**Abbildung 5.4:** Auswirkung an verschiedenen Stellen der Strahlführung auftretender Strahlverluste auf die Quantenausbeute. Bei Messungen wurde der Laserstrahl mit 780 nm Wellenlänge aus dem Ti:SA-Lasersystem verwendet. Durch Anpassung von Exponentialfunktionen erhält man die Werte für die Kathodenlebensdauer von ( $27 \pm 3$ ) Std. beim Verlust des Strahls im  $\alpha$ -Magneten und ( $35 \pm 4$ ) Std. in der differentiellen Pumpstufe.

Transmission von der Kathode bis zum Faraday-Cup direkt vor dem supraleitenden Injektorbeschleuniger hinzugefügt. Aus dieser Messung konnte eine Kathodenlebensdauer von ( $605 \pm 43$ ) Std. bei  $7 \mu\text{A}$  Anfangsstrom ermittelt werden. Das entspricht einer Kathodenlebensdauer von ca. ( $9.6 \pm 0.7$ ) Coulomb Ladung.

Der Effekt der drastisch sinkenden Kathodenlebensdauer bei einem Strahlverlust kann durch die Zerstörung der NEA-Schicht auf der Kathode erklärt werden. Beim Auftreffen des Elektronenstrahls auf die Wand der Vakuumkammer werden mehrere Gasmoleküle ausgelöst, insbesondere Wasserstoff, Kohlenmonoxid und Kohlendioxid [63]. Diese können in verschiedenen chemischen Reaktionen mit der Cäsiumoxid-Schicht an der Kathodenoberfläche reagieren, wodurch sich die Quantenausbeute verringert [124]. Desweiteren tragen diese Moleküle zur Zerstörung der NEA-Schicht durch das Ionenbombardement bei.

## 5.4 Strahleigenschaften

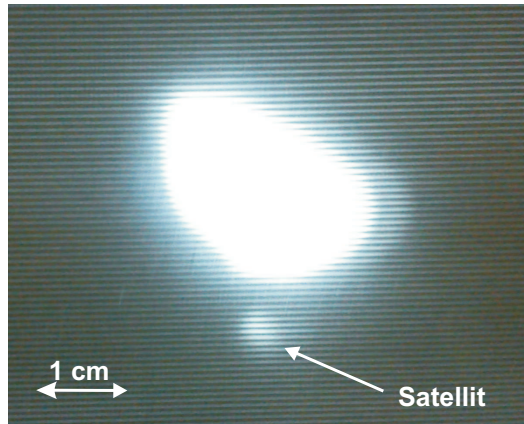
Um die elektronenoptischen Eigenschaften des Wienfilters zu testen, wurde das Verhalten des Elektronenstrahls beim Durchqueren des Spinrotators untersucht. Dafür wurde der Elektronenstrahl mit vollständiger Transmission durch das Wienfilter geführt und ferner das Magnetfeld des Filters schrittweise, bis zur Feldstärke, die für das Erreichen einer maximalen Streuasymmetrie im Mott-Polarimeter benötigt wird, erhöht. Die Werte konnten aus den am Teststand durchgeführten Messungen entnommen werden (vgl. Abb. 4.22)). Um das Ablenken des Strahls abgleichen zu können wurde gleichzeitig das elektrische Feld des Filters eingeschaltet. Abbildung 5.5 zeigt die bei vier Magnetfeld-Einstellungen aufgenommene Strahlprofile: von Magnet aus (oben links) bis zur maximalen Feldstärke (unten rechts). Weiterhin wurde die Position des



**Abbildung 5.5:** Elektronenstrahl auf dem Leuchtschirm hinter dem Wienfilter. Der Strahl verändert sich in Abhängigkeit vom eingestelltem Magnetfeld im Wienfilter: von Magnetfeld gleich 0 (oben links) bis zum Wert, der für eine 90°-Spindrehung benötigt wird (unten rechts).

Elektronenstrahls mit Korrektur-Spulen so eingestellt, dass eine 100-prozentige Transmission durch die gesamte Injektionsstrahlführung erreicht wurde, ohne dabei irgendein Fokussierelement umzustellen. Es wird deutlich, dass ein Wienfilter defokussierend in eine Richtung und fokussierend in die andere Richtung wirkt. Um diesen Effekt kompensieren zu können, wurde ein zusätzliches Triplet hinter dem Wienfilter installiert.

Während der Testphase am S-DALINAC wurden auch die Eigenschaften des Ti:Sa-Lasersystems untersucht. Zum einem wurde überprüft, wie stark sich das Laserstrahlprofil nach dem Passieren des Laserstrahltransfersystems verändert hat. Es wurde eine große Verschlechterung der Strahlqualität beobachtet. Dabei gingen ca. 30 % der ursprünglichen Intensität verloren. Das kann mit einem nicht ideal gereinigten Umlenkspiegelsystem erklärt werden [125]. Es wurde festgestellt, dass der Elektronenstrahl einen „Satelliten“ hat (vgl. Abb. 5.6). Nach weiteren Untersuchungen wurde ein Fehler in der Fokussierung des Laserstrahls auf die Kathode festgestellt. Das kann-



**Abbildung 5.6:** Einfluss des nicht perfekten Laserstrahls auf den Elektronenstrahl.

te in kürzeste Zeit behoben werden. Bei einem kontinuierlichen Betrieb des Ti:Sa-Lasersystems wurde ein sehr unstabiles und unruhiges Verhalten des Elektronenstrahls beobachtet. Dabei schwankte nicht nur die Intensität des Strahls sondern auch die Position des Strahlflecks auf dem Leuchtschirm. Das konnte mit einer Verschiebung des Laserstrahls auf der Kathode erklärt werden. Es wurde festgestellt, dass das Lasersystem immer wieder versucht hat, in den stabilen modegelockten Zustand (gepulsten, fs-Betrieb) zurück zu kommen, dabei veränderten sich die Laserleistung und die Position des Laserstrahlflecks auf dem Spiegel vor dem Lasertransfersystem. Aufgrund der noch nicht vorhandenen Positions- und Intensitätsregelungen für den Titan-Saphir-Lasertransfer muss der Elektronenstrahl noch als sehr unstabil bezeichnet werden. Um andere Elemente des neuen Injektors nicht zu schädigen, die Wieder-Inbetriebnahme des S-DALINAC für Experimente nicht weiter zu verzögern und gleichzeitig das Lasersystem weiter testen zu können, wurde eine leistungsstarke Laserdiode (800 mW bei 415 nm Wellenlänge) direkt an der Elektronenkanone für polarisierte Elektronen montiert. Der hiermit erzeugte unpolarisierte Elektronenstrahl im Dauerstrichbetrieb ließ sich mit hohem Strom ohne weitere Verzögerungen durch den Injektor transportieren.

Zur weiteren Charakterisierung des polarisierten Elektronenstrahls werden in nahe Zukunft weitere Parameter wie die Polarisation und die transversale Emittanz bestimmt werden müssen. Des weiteren steht eine Untersuchung zur Bestimmung der Pulslänge und der Intensität des Elektronenstrahls nach der Bestrahlung der Photokathode mit einem auf 3 GHz modulierten Laserstrahl aus einer 780 nm Laserdiode an.

---

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Quelle spinpolarisierter Elektronen mit dazugehöriger Strahlführung am S-DALINAC aufgebaut und für den ersten Betrieb optimiert. Mit der Verwendung von strained-layer und Superlattice-Photokathoden können dauerhaft Elektronenströme bis etwa  $50\text{ }\mu\text{A}$  mit einer Spinpolarisation von 86 % produziert werden. Diese Quelle soll die bestehende thermionische Elektronenkanone so ergänzen, dass beide abwechselnd in Betrieb sein können, d.h. die neu entwickelte Strahlführung ist sowohl für den Transfer des polarisierten Strahls als auch des thermionischen Strahls verwendbar.

Obwohl die Quelle polarisierter Elektronen bereits optimiert für den S-DALINAC an einem separaten Teststand aufgebaut wurde, waren im Detail zahlreiche Verbesserungen und neue messtechnische und konstruktive Lösungen beim Umzug an den S-DALINAC nötig. Zudem erwiesen sich der Aufbau und die Justage der benötigten Komponenten als sehr mühsam und zeitaufwändig. Es konnte eine Genauigkeit in der Positionsjustage von  $\pm 1\text{ mm}$  erreicht werden. Eine frühere Fehljustage des normalleitenden Injektors des S-DALINAC wurde korrigiert.

Ultrahochvakuumbedingungen von  $< 10^{-11}\text{ mbar}$  im entsprechenden Bereich der Konstruktion konnten erreicht werden. Dabei wurden u.a. die geometrische Verhältnisse in dem vertikalen Teil der Strahlführung so verändert, dass sich das effektive Saugvermögen der vorhandenen Pumpen dort verdoppelte. Die an Teilen der Strahlführung angebrachte NEG-Beschichtung sorgt weiterhin für die Verbesserung der Kathodenlebensdauer auf einen sehr guten Wert von zz.  $(1164 \pm 165)\text{ Std.}$

Nach der Implementierung wurde der Präparationsprozess so optimiert, dass eine Quantenausbeute von  $2\text{ }\mu\text{A/mW}$  bei  $(9.6 \pm 0.7)$  Coulomb Ladungslebensdauer erreicht konnte. Untersuchungen zum Einfluss des Strahlverlustes auf die Lebensdauer der Photokathoden haben gezeigt, dass das sorgfältige Fädeln des Strahls durch die Strahlführung sehr wichtig ist.

Ein speziell für den polarisierten Elektronenstrahl konzipiertes Chopper-Bunchersystem konnte charakterisiert und im Betrieb erprobt werden. Die für die Beschleunigung im supraleitenden Injektor notwendigen Parameter wie die Amplitude des Feldes und die Phase konnten ermittelt werden.

Die zweizellige Einfangstruktur, die für die Vorbeschleunigung des 100-keV-Elektronenstrahls notwendig ist, konnte in Rahmen dieser Arbeit modernisiert, aber aus technischen Gründen noch nicht in Betrieb getestet werden. Die Störung wird im Laufe der bevorstehenden Wartung behoben.

Mit einem Titan-Saphir-Lasersystem, das, mit der 40. Subharmonischen der S-DALINAC-Frequenz repetierend, bereits beim Emissionsprozess einen gepulsten Elektronenstrahl erzeugt, konnte eine vollständige Transmission bis zum Injektorbeschleuniger nachgewiesen werden. Zusätzlich ermöglicht dieses System, mittels Flugzeitmessung in einem Experiment den Untergrund sehr stark zu unterdrücken.

Neben der Inbetriebnahme des neuen Injektors für spinpolarisierte Elektronen wurden bereits Überlegungen zu Verbesserung und Modernisierung der Elektronenkanone gemacht. Die Verwendung einer sogenannten Maskenaktivierung erhöht die aus der Photokathode in einer Lebensdauer emittierbare Ladung etwa um Faktor 5 [63]. Die Installation eines atomaren Wasserstoffreinigungssystems [126] für die Behandlung alter Kathoden ermöglicht eine Verdoppelung der Quantenausbeute für hochpolarisierten Photokathoden.

Betrachtet man ein wegweisendes Experiment zur Untersuchung der Paritätverletzung, das nur mit Hilfe eines spinpolarisierten Elektronenstrahls durchgeführt werden kann, beispiels-



---

weise das A4-Experiment [17] in Mainz, erhält man ein Maß für eine Quelle polarisierter Elektronen. Das Experiment benötigt kontinuierlich einen Elektronenstrahl mit einer Stromstärke von  $20\ \mu\text{A}$  und 80 % Polarisation über eine Zeitspanne von 50 Tagen. Das entspricht einer Ladungsmenge von 85 Coulomb. Um eine solche Leistungsfähigkeit mit der Quelle polarisierten Elektronen erzielen zu können, muss zum einen die Quantenausbeute pro Lebensdauer erhöht werden, dies wird mit den oben beschriebenen Modifikationen des Präparationsprozesses erreicht. Zum anderen ist es notwendig, einen Elektronenstrahl mit kurzen Pulsen direkt aus der Kathode produzieren zu können, um die begrenzte Lebensdauer der Photokathode in voller Höhe ausnutzen zu können. Die Verwendung eines Lasersystems, das einen Laserstrahl mit einer 3-GHz-Frequenz des S-DALINAC liefern kann, wird dieses Problem auf Dauer lösen.

Mit einer zusätzlichen leistungsstarken Halbleiter-Laserdiode von einer Wellenlänge, die der maximal erreichbaren Quantenausbeute aus einer Bulk-GaAs-Kristall entspricht, steht eine flexible Elektronenquelle für alle Experimentarten auch mit unpolarisierten Elektronen am S-DALINAC zur Verfügung.

Die nächsten geplanten Schritte sind die Automatisierung und die Optimierung der Lasereinstellung, um eine möglichst lange Experimentierzeit ohne Unterbrechungen gewährleisten zu können.

Für die Polarisationsmessungen während des Betriebs der neuen Quelle polarisierter Elektronen wurden mehrere Polarimeter konstruiert und neu am S-DALINAC installiert. Zusätzlich zum 100-keV-Mott-Polarimeter im normalleitenden Teil des Injektors wurde am Experimentierplatz hinter dem supraleitenden Teil des Injektors ein weiteres Mott-Polarimeter montiert. Dieses Gerät soll für die Polarisationsanalyse der Elektronen mit Energien zwischen 5 und 10 MeV dienen. Für die Beobachtung der Polarisation während des Experiments am Niederenergiemessplatz steht ein Compton-Transmission-Polarimeter [23] zur Verfügung. Hinter dem Hauptbeschleuniger wird der Polarisationsgrad mit einem Møller-Polarimeter, das für Energien zwischen 50 und 130 MeV entwickelt wird, kontrolliert.

Im kommenden Jahr sind die ersten Experimente mit spinpolarisierten Photonen und Elektronen geplant. Zum einen ist es beabsichtigt, ein Experiment zur Untersuchung der Paritätsverletzung bei der photoinduzierten Kernspaltung am Niederenergiemessplatz hinter dem Injektorbeschleuniger durchzuführen. Erste Testmessungen mit einem unpolarisierten Elektronenstrahl wurden bereits durchgeführt [127, 128]. Zum anderen ist in einem Experiment mit polarisierten Elektronen eine Untersuchung zur fünften Strukturfunktion in Aufbruch-Reaktionen an leichten Kernen geplant. Desweiteren wird in nahe Zukunft ein Experiment zur Untersuchung Bremsstrahlungspolarisationskorrelationen an dem 100-keV-Teil des Injektors durchgeführt.

---

## Literatur

---

- [1] H. Padamsee, J. Knobloch, T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerator*, (John Wiley and Sons, New York, 1998).
- [2] S. Rosander, *The Development of the Microtron*, Nucl. Instr. Meth **177** (1980) 411.)
- [3] D. T. Pierce, F. Meier, P. Zürchner, *Direct observation of spin dependent electronic structure of GaAs using spin polarized photoemission*, Phys. Lett. **51 A** (1975) 465.
- [4] R. Alley, H. Aoyagi, J. Clendenin, J. Frisch, C. Garden, E. Hoyt, R. Kirby, L. Klaisner, A. Kulikov, R. Miller, G. Mulhollan, C. Prescott, P. Sáez, D. Schultz, H. Tang, J. Turner, K. Witte, M. Woods, A. D. Yeremian, M. Zolotorev, *The Stanford linear accelerator polarized electron source*, Nucl. Instr. and Meth. A **365** (1995) 1.
- [5] C. Y. Prescott, W. B. Atwood, R. L. A. Cottrell, H. DeStaebler, E. L. Garwin, A. Gonidec, R. H. Miller, L. S. Rochester, T. Sato, D. J. Sherden, C. K. Sinclair, S. Stein, R. E. Taylor, J. E. Clendenin, V. W. Hughes, N. Sasao, K. P. Schüller, M. G. Borghini, K. Lübelmeyer, W. Jentschke, *Parity non-conservation in inelastic electron scattering*, Phys. Lett. B **77** (1978) 347.
- [6] P. A. Adderley, J. Clark, J. Grames, J. Hansknecht, K. Surles-Law, D. Machie, M. Poelker, M. L. Stutzman, R. Suleiman, *Load-locked dc high voltage GaAs photogun with an inverted-geometry ceramic insulator*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010) 010101.
- [7] R. Barday, *Untersuchungen zur Lebensdauer von NEA-Photokathoden bei der Extraktion sehr hoher mittlerer Ströme*, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2007.
- [8] P. L. Anthony for SLAC E158 Collaboration, *Observation of Parity Nonconservation in Møller Scattering*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 181602.
- [9] P. L. Anthony for SLAC E158 Collaboration *Precision Measurement of the Weak Mixing Angle in Møller Scattering*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 081601.
- [10] K. Abe for SLAC E143 Collaboration, *Measurement of the Proton and Deuteron Spin Structure Function  $g_1$  in the Resonance Region*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 815.
- [11] C. K. Sinclair, P. A. Adderley, B. M. Dunham, J. C. Hansknecht, P. Hartmann, M. Poelker, J. S. Price, P. M. Rutt, W. J. Schneider, M. Steigerwald, *Development of a high average current polarized electron source with long cathode operational lifetime*, Phys. Rev. ST. Accel. Beams **10** (2007) 023501.
- [12] X. Roca-Maza, M. Centelles, X. Viñas, M. Warda, *Neutron Skin of  $^{208}\text{Pb}$ , Nuclear Symmetry Energy, and the Parity Radius Experiment*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 252501.
- [13] M. K. Jones for the Jefferson Lab Hall A Collaboration,  *$GE_p/GM_p$  Ratio by Polarization Transfer in  $\vec{e} p \rightarrow e \vec{p}$* , Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1398.
- [14] K. A. Aniol for the HAPPEX Collaboration, *Measurement of the neutral weak form factors of the proton*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1096.

- 
- [15] M. Ostrick, C. Herberg, H. G. Andresen, J. R. M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, P. Drescher, D. Eyl, A. Frey, P. Grabmayr, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, J. Hoffmann, D. Ireland, J. D. Kellie, F. Klein, K. Livingston, Ch. Nachtigall, A. Natter, E. W. Otten, R. O. Owens, E. Reichert, D. Rohe, H. Schmieden, R. Sprengard, M. Steigerwald, K.-H. Steffens, Th. Walcher, R. Watson, *Measurement of the Neutron Electric Form Factor  $G_{E,n}$  in the Quasifree  $^2\text{H}(\vec{e}, e' \vec{n})p$  Reaction*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 276.
- [16] F. E. Maas for A4 Collaboration, *Evidence for Strange-Quark Contributions to the Nucleon  $\Sigma$  Form Factors at  $Q^2 = 0.108 \text{ (GeV/c)}^2$* , Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 152001.
- [17] S. Baunack, K. Aulenbacher, D. Balaguer Ríos, L. Capozza, J. Diefenbach, B. Gläser, D. von Harrach, Y. Imai, E.-M. Kabuß, R. Kothe, J. H. Lee, H. Merkel, M. C. Mora Espí, U. Müller, E. Schilling, G. Stephan, C. Weinrich, J. Arvieux, M. A. El-Yakoubi, R. Frascaria, R. Kunne, F. E. Maas, M. Morlet, S. Ong, J. van de Wiele, S. Kowalski, Y. Prok, S. Taylor, *Measurement of Strange Quark Contributions to the Vector Form Factors of the Proton at  $Q^2 = 0.22 \text{ (GeV/c)}^2$* , Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 151803.
- [18] A. Richter, *Operational Experience at the S-DALINAC*, in: S. Myers et al. (eds.), *Proc. EPAC'96, Sitges*, IOP Publishing, Bristol, 1996, 110.
- [19] K. H. Althoff, K. Bätzner, J. Drees, A. Febel, O. Gildemeister, G. Von Holtey, G. Knop, P. Lütter, H. Netter, W. Paul, F.J. Schittko, A. Schultz Von Dratzig, H.E. Stier, E. Weisse *The 2.5 GeV electron synchrotron of the University of Bonn*, Nucl. Instr. Meth. **61** (1961) 1.
- [20] S. Nakamura, W. v. Drachenfels, D. Durek, F. Frommberger, M. Hoffmann, D. Husmann, B. Kiel, F. Klein, F. J. Klein, D. Menze, T. Michel, T. Nakanishi, J. Naumann, S. Okumi, T. Reichelt, H. Sato, B. Schoch, C. Steier, K. Togawa, T. Toyama, S. Voigt, M. Westermann, *Acceleration of polarized electrons in ELSA*, Nucl. Instr. and Meth. A **411** (1998) 93.
- [21] M. Farkhondeh, D. Barkhuff, G. Dodson, K. Dow, E. Ihloff, S. Kowalski, E. Tsentalovich, B. Yang, T. Zwart, *Electron Scattering with Polarized Beams at MIT-Bates Accelerator Center*, SPIN2000 AIP proceedings, **570** (2001) 955.
- [22] S. M. Dolfini, R. O. Alarcon, H. Arenhövel, R. Beck, A. M. Bernstein, W. Bertozzi, W. Boeglin, S. Boffi, J. R. Comfort, D. Dale, G. Dodson, K. Dow, M. B. Epstein, M. Farkhondeh, S. Gilad, J. Görgen, M. Holtrop, D. Jordan, W. Kim, S. Kowalski, R. Laszewski, J. Mandeville, D. J. Margaziotis, D. Martinez, T. McIlvai, R. Miskimen, C. Papanicolas, M. Radici, D. Tieger, W. Turchinets, C. E. Vellidis, L. Weinstein, S. Williamson, *Out-of-plane measurements of the fifth response function of the exclusive electronuclear response*, Phys. Rev. C **60** (1999) 064622.
- [23] R. Barday, K. Aulenbacher, P. Bangert, J. Enders, A. Göök, D. H. Jakubassa-Amundsen, F. Nillius, A. Surzhykov, V. A. Yerokhin, *Compton transmission polarimeter for a very precise polarization measurement within a wide range of electron currents*, J. Phys.: Conf. Ser. **298** (2011) 012022.
- [24] R. Barday, S. Tashenov, T. Bäck, B. Cederwall, C. Eckardt, J. Enders, A. Göök, A. Khaplanov, Y. Poltoratska, K.-U. Schässburger, A. Surzhykov, M. Wagner, *Electron Beam Polarimetry at Low Energies and its Applications*, in: G. Giulio et al. (eds.), *Proc. PST'09, Ferrara*, World Scientific Publishing (2011) 105.
-

- 
- [25] S. Tashenov, T. Back, R. Barday, B. Cederwall, J. Enders, A. Khaplanov, Yu. Poltoratska, K.-U. Schaessburger, Th. Stöhlker, A. Surzhykov, Phys. Rev. Lett. im Druck.
- [26] K. Aulenbacher, Ch. Nachtigall, H. G. Andresen, J. Bermuth, Th. Dombo, P. Drescher, H. Euteneuer, H. Fischer, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K. H. Kaiser, S. Köbis, H. J. Kreidel, J. Langbein, M. Petri, S. Plützer, E. Reichert, M. Schemies, H.-J. Schöpe, K.-H. Steffens, M. Steigerwald, H. Trautner, Th. Weis, *The MAMI source of polarized electrons*, Nucl. Instr. and Meth. A **391** (1997) 498.
- [27] C. Heßler, *Konzeption, Aufbau und Test einer Quelle spinpolarisierter Elektronen für den supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation D17, TU Darmstadt, 2008.
- [28] N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, A. Shevchenko, S. Volz, J. Wambach, *Nature of Low-Energy Dipole Strength in Nuclei: The Case of a Resonance at Particle Threshold in  $^{208}\text{Pb}$* , Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 272501.
- [29] T. Hartmann, M. Babilon, S. Kamerdzhiev, E. Litvinova, D. Savran, S. Volz, A. Zilges, *Microscopic Nature of the Pygmy Dipole Resonance: The Stable Ca Isotopes*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 192501.
- [30] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, *Giant Resonances in the Doubly Magic Nucleus  $^{48}\text{Ca}$  from the  $(e, e'n)$  Reaction*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2913.
- [31] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M. A. Büssing, A. Constantinescu, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Hasper, J. Isaak, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, C. Romig, A. Sauerwein, L. Schnorrenberger, C. Wälzlein, A. Zilges, M. Zweidinger, *The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC*, Nucl. Instr. and Meth. A **640** (2011) 6.
- [32] O. Yevetska, J. Enders, M. Fritzsche, P. von Neumann-Cosel, S. Oberstedt, A. Richter, C. Romig, D. Savran, K. Sonnabend, *Dipole strength in the  $^{235}\text{U}(\gamma, \gamma')$  reaction up to 2.8 MeV*, Phys. Rev. C **81** (2010) 044309.
- [33] P. Mohr, K. Vogt, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, A. Zilges, *Experimental simulation of a stellar photon bath by bremsstrahlung: the astrophysical gamma-process*, Phys. Lett. B **488** (2000) 127.
- [34] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamera, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews, L. W. Fagg, *Large-aperture system for high-resolution  $180^\circ$  electron scattering*, Nucl. Instr. and Meth. A **366** (1995) 325.
- [35] N. Ryezayeva, H. Arenhövel, O. Burda, A. Byelikov, M. Chernykh, J. Enders, H. W. Griesshammer, Y. Kalmykov, P. von Neumann-Cosel, B. Özel, I. Poltoratska, I. Pysmenetska, C. Rangacharyulu, S. Rathi, A. Richter, G. Schrieder, A. Shevchenko, O. Yevetska, *Measurement of the Reaction  $^2\text{H}(e, e')$  at  $180^\circ$  close to the Deuteron Breakup Threshold*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 172501.

- 
- [36] Th. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer, H. Theissen, *High resolution electron scattering facility at the Darmstadt linear accelerator (DALINAC): II. Beam transport system and spectrometer (energy-loss system)*, Nucl. Instr. and Meth. **153** (1978) 17.
- [37] O. Burda, N. Botha, J. Carter, R. W. Fearick, S. V. Förtsch, C. Fransen, H. Fujita, J. D. Holt, M. Kuhar, A. Lenhardt, P. von Neumann-Cosel, R. Neveling, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, O. Scholten, E. Sideras-Haddad, F. D. Smit, J. Wambach, *High-Energy-Resolution Inelastic Electron and Proton Scattering and the Multiphonon Nature of Mixed-Symmetry  $2^+$  States in  $^{94}\text{Mo}$* , Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 092503.
- [38] K. Lindenberg, *Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN*, D17, Dissertation, TU Darmstadt, 2007.
- [39] O. Yevetska, S. Watzlawik, J. Ahrens, G. Alkhazov, V. Chizhov, E. Maev, P. von Neumann-Cosel, E. Orischin, G. Petrov, J.-M. Porte, A. Richter, V. Sarantsev, G. Schrieder, Y. Smirenin, *New experimental method for investigation of the nucleon polarizabilities*, Nucl. Instr. and Meth. A **618** (2010) 160.
- [40] T. Kürzeder, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [41] F. Hug, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [42] M. Konrad, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [43] M. Kleinmann, Master-Thesis, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [44] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, *On Polarization and Spin Effects in Synchrotron Radiation Theory*, Sov. Phys. Dokl. **8** (1964) 1203.
- [45] J. Arianer, I. Brissaud, S. Essabaa, H. Humblot, W. Zerhouni, *The Orsay polarized electron source from a flowing helium afterglow*, Nucl. Instr. and Meth. A **337** (1993) 1.
- [46] J. Arianer, J. Arvieux, K. J. Baudet, N. Duc, S. Essabaa, R. Frascaria, R. Gacougnolle, H. Kreidel, R. Kunne, M. Morlet, G. Roger, *Characterization of the SELPO-M polarized electron source on a 100 kV platform*, Nucl. Instr. and Meth. A **435** (1999) 271.
- [47] D. T. Pierce, *Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs*, Phys. Rev. B **13** (1976) 5484.
- [48] D. T. Pierce, R. J. Celotta, G.-C. Wang, W. N. Unertl, A. Galejs, C. E. Kuyatt, S. R. Mielczarek, *GaAs Spin Polarized Electron Source*, Rev. Sci. Instrum. **51** (1980) 478.
- [49] J. R. Chelikowsky, M. L. Cohen, *Electronic Structure of GaAs*, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 674.
- [50] J. R. Chelikowsky, M. L. Cohen, *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors*, Phys. Rev. B **14** (1976) 556.
- [51] J. Kessler, *Polarized Electrons*, 2nd edition, Springer-Verlag, 1985.
- [52] T. Maruyama, *Observation of strain-enhanced electron-spin polarization in photoemission from InGaAs*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2376.



- 
- [53] T. Omori, Y. Kurihara, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Baba, T. Furuya, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata, M. Yoshioka, *Large enhancement of polarization observed by extracted electrons from the AlGaAs-GaAs superlattice*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2376.
- [54] T. Nishitani, T. Nakanishi, M. Yamamoto, S. Okumi, F. Furuta, M. Miyamoto, M. Kuwahara, N. Yamamoto, K. Naniwa, O. Watanabe, Y. Takeda, H. Kobayakawa, Y. Takashima, H. Horinaka, T. Matsuyama, K. Togawa, T. Saka, M. Tawada, T. Omori, Y. Kurihara, M. Yoshioka, K. Kato, T. Baba, *Highly polarized electrons from GaAs-GaAsP and InGaAs-AlGaAs strained-layer superlattice photocathodes*, J. Appl. Phys. **97** (2005) 094907.
- [55] J. J. Scheer, J. van Laar, *GaAs-Cs: A new type of photoemitter*, Solid State Comm. **3** (1965) 189.
- [56] W. Shockley, *Electrons and holes in semiconductors*, D. v. Nostrand, Princeton 1950.
- [57] G. Vergara, L.J. Gómez, J. Capmany, M. T. Montojo, *Influence of the dopant concentration on the photoemission in NEA GaAs photocathodes*, Vacuum **48** (1997) 155.
- [58] R. L. Bell, *Negative electron affinity devices*, Claredon Press, Oxford 1973.
- [59] J. Kirschner, H. P. Oepen, H. Ibach, *Energy- and spin-analysis of polarized photoelectrons from NEA GaAsP*, Appl. Phys. A **30** (1983) 177.
- [60] G. Fishman, G. Lampel, *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*, Phys. Rev. B **16** (1977) 820.
- [61] M. Zolotorev, A. Kulikov, J.E. Clendenin, *Effect of radiation trapping on polarization of photoelectrons from semiconductors*, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, 1993.
- [62] P. Hartmann, *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [63] K. Aulenbacher, *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*, Habilitationsschrift, Shaker-Verlag, 2007.
- [64] W. E. Spicer, A. Herrera-Gómez, *Modern Theory and Applications of Photocathodes*, SLAC-Pub N6306 Stanford Linear Accelerator Center, 1993.
- [65] M. Weis, *Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI*, Diplomarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2004.
- [66] N. F. Mott, *The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei*, Proc. R. Soc. A **124** (1929) 425.
- [67] N. Sherman, *Coulomb Scattering of Relativistic Electrons by Point Nuclei*, Phys. Rev. **103** (1956) 1601.
- [68] P. Uginčius, H. Überall, G. H. Rawitscher, *Nuclear size effects in the polarization of elastically scattered electrons*, Nucl. Phys. A **158** (1970) 418.



- 
- [69] G. Holzwarth, H. J. Meister, *Elastic scattering of relativistic electrons by screened gold and mercury nuclei*, Nucl. Phys. **59** (1964) 56.
- [70] S. R. Lin, *Elastic Electron Scattering by Screened Nuclei*, Phys. Rev. **133** (1964) A965.
- [71] A. W. Ross, M. Fink, *Atomic scattering factor and spin-polarization calculations*, Phys. Rev. A **38** (1988) 6055.
- [72] A. Gellrich, J. Kessler, *Precision measurement of the Sherman asymmetry function for electron scattering from gold*, Phys. Rev. A **43** (1991) 204.
- [73] J. W. Motz, H. Olsen, H. W. Koch, *Electron Scattering without Atomic or Nuclear Excitation*, Rev. Mod. Phys. **36** (1964) 881.
- [74] C. Møller, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie*, Annalen der Physik **14** (1932), 531.
- [75] C. Eckardt, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [76] C. Ingenhaag, Master-Thesis, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [77] K. Aulenbacher, *Eine Quelle longitudinal polarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*, Dissertetion, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [78] G. B. Steiner, *Strahldynamik-Simulation einer polarisierten Quelle für den S-DALINAC (SPIN)*, Dissertation D17, TU Darmstadt, 2008 .
- [79] W. Ackermann, W.F.O. Müller, B. Steiner, T. Weiland, J. Enders, C. Heßler, Y. Poltoratska, *Utilizing a Wien Filter within the beam dynamics simulation tool V-Code*, in Proc. PAC'07, Albuquerque, 2007, 3265.
- [80] S. Franke, W. Ackermann, B. Steiner, T. Weiland, J. Enders, C. Heßler, Y. Poltoratska, *Integration of Fringe Field Alpha Magnets into the V-Code Beam Dynamics Simulation Tool*, in: Proc. LINAC 2008, Victoria, 2008, 254.
- [81] T. Bahlo, *Konfiguration und Test eines Hochfrequenz-Chopper- und Bunchersystems für den S-DALINAC*, Bachelor Thesis, TU Darmstadt, 2010, unveröffentlicht.
- [82] N. Ryezayeva, H. Arenhövel, O. Burda, A. Byelikov, M. Chernykh, J. Enders, H. W. Griesshammer, Y. Kalmykov, P. von Neumann-Cosel, B. Özel, I. Poltoratska, I. Pysmenetska, C. Rangacharyulu, S. Rathi, A. Richter, G. Schrieder, A. Shevchenko, O. Yevetska, *Measurement of the Reaction  $^2\text{H}(e, e')$  at  $180^\circ$  Close to the Deuteron Breakup Threshold*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 172501.
- [83] M. Wagner, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [84] Coherent, Inc. *Mira HP - High power Ultrafast Ti:Sapphire Oscillators*, [http://www.coherent.com/downloads/MiraHP\\_DS.pdf](http://www.coherent.com/downloads/MiraHP_DS.pdf).
- [85] F. Schneider, *Aufbau eines Spektrometers für Wellenlängen zwischen 700 und 950 Nanometern*, Bachelor-Thesis, TU Darmstadt, 2009, unveröffentlicht.
- [86] F. Schneider, *Erweiterung des Lasersystems zum Betrieb der Quelle polarisierter Elektronen SPIN am S-DALINAC*, Masterthesis, TU Darmstadt, 2011, unveröffentlicht.

- 
- [87] B. Zwicker, Master-Thesis, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [88] J. Lindemann, *Aufbau und Entwicklung eines Stokes-Polarimeters*, Bachelor-Thesis, TU Darmstadt, 2011, unveröffentlicht.
- [89] A. Weber, Master-Thesis, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [90] Coherent, Inc. *Synchrolock AP - Synchronization Accessory for Mira and Micra Ti:Sapphire Oscillators*, [http://www.coherent.com/downloads/Synchrolock-AP\\_DS3.pdf](http://www.coherent.com/downloads/Synchrolock-AP_DS3.pdf).
- [91] M. Ciarrocca, H. Avramopoulos, C. N. Papanicolas, *A modelocked semiconductor laser for a polarized electron source*, Nucl. Instr. and Meth. A **385** (1997) 381.
- [92] M. Espig, *Charakterisierung von 3 GHz modulierten Laserdioden für den Einsatz am S-DALINAC* Master-Thesis, TU Darmstadt 2011, unveröffentlicht.
- [93] K.-H. Steffens, *Konzeption und Optimierung eines 100 keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI*, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [94] J. R. Pierce, *Theory and design of electron beams*, D. Van Nostrand Company, 1954.
- [95] B. Steiner, W.F.O. Müller, T. Weiland, J. Enders, H.-D. Gräf, C. Heßler, G. Iancu, A. Richter, M. Roth, *Recent Simulation Results of the polarized Electron Injector (SPIN) of the S-DALINAC*, in: Proc. EPAC'06, Edinburgh, 2006, 2188.
- [96] C. Benvenuti, P. Chiggiato, F. Cicoira, V. Ruzinov, *Decreasing surface outgassing by thin film getter coatings*, Vacuum **50** (1998) 57.
- [97] C. Benvenuti, P. Chiggiato, A. Mongelluzzo, A. Prodromides, V. Ruzinov, C. Scheuerlein, M. Taborelli, F. Lévy, *Influence of the elemental composition and crystal structure on the vacuum properties of Ti-Zr-V nonevaporable getter films*, J. Vac. Sci. Technol. A **19** (2001) 2925.
- [98] M. C. Bellachioma, J. Kurdal, M. Bender, H. Kollmus, A. Krämer, H. Reich-Sprenger, *Thin film getter coatings for the GSI heavy-ion synchrotron upgrade*, Vacuum **82** (2008) 435.
- [99] J. Clendenin, G. Mulhollan, H. Tang, *A Model for the Surface Activation of GaAs Photocathodes*, SLCPOLSOURCE TN-96-07, Stanford Linear Accelerator Center, 1996.
- [100] R. Eichhorn, priv. Mitteilungen.
- [101] F. Hug, *Simulation und Optimierung der Strahldynamik im Injektorbeschleuniger des S-DALINAC*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2007, unveröffentlicht.
- [102] L. Jürgensen, L. Eidam, *Einstellung von Helmholtzspulenpaaren zur Magnetfeldkompensation und Installation von Magnetfeldmesseinrichtungen an der Elektronenstrahlführung zur Energiebestimmung und deren Kalibrierung*, Miniforschungsbericht, TU Darmstadt, 2011, unveröffentlicht.
- [103] C. Eckardt, *Emittanzmessung an der Quelle spinpolarisierter Elektronen am S-DALINAC*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2007, unveröffentlicht.

- 
- [104] L. H. Thomas, *The kinematics of an electron with an axis*, Phil. Mag. **3** (1927) 1.
- [105] V. Bargman, L. Michel, V. L. Telegdi, *Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field*, Phys. Rev. Lett. **2** (1959) 455.
- [106] M. Salomaa, H. A. Enge, *Velocity selector for heavy-ion separation*, Nucl. Instr. and Meth. **145** (1977) 279.
- [107] J. Grames, P. Adderley, J. Benesch, J. Clark, J. Hansknecht, R. Kazimi, D. Machie, M. Poelker, M. Stutzman, R. Suleiman, Y. Zhang, *Two Wien Filter Spin Flipper*, in: Proc. PAC'2011, New York, im Druck.
- [108] V. Tioukine, K. Aulenbacher, *Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter based spin rotation system*, Nucl. Instr. and Meth. A **568** (2006) 537.
- [109] M. Krassilnikov, A. Novokhatski, B. Schillinger, S. Setzer, T. Weiland, W. Koch, *V-Code Beam Dynamics Simulation*, in: Proc. of ICAP 2000, Darmstadt, 2000.
- [110] Y. Poltoratska, *Design and Setup of a Compact Mott Polarimeter for the Future S-DALINAC Polarized Injector*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2005, unveröffentlicht.
- [111] T. J. Gay, M. A. Khakoo, J. A. Brand, J. E. Furst, W. V. Meyer, W. M. K. P. Wijayaratna, F. B. Dunning, *Extrapolation procedures in Mott electron polarimetry*, Rev. Sci. Instrum. **63** (1992) 114.
- [112] V. I. Shvedunov, M. O. Ihm, H. Euteneuer, K. H. Kaiser, Th. Weiss, *Design of a Prebuncher for Increased Longitudinal Capture Efficiency of MAMI*, in: S. Myers et al. (eds.), Proc. EPAC'96, Sitges, IOP Publishing, Bristol, 1996, 2281.
- [113] N. Somjit, R. Eichhorn, H.-D. Gräf, C. Heßler, Y. Poltoratska, A. Richter, W.F.O. Müller, T. Weiland, *Numerical Optimization and Design of a 3-GHz Chopper/Prebuncher System for the S-DALINAC*, in: Proc. EPAC'06, 2006, 2185.
- [114] C. Burandt, *Aufbau eines 6-GHz-Systems für die Hochfrequenzregelung am S-DALINAC*, Master-Thesis, TU Darmstadt, 2010, unveröffentlicht.
- [115] M. Reichenbach, *Bau und Erprobung von Strom-und Positionsmonitoren zur Strahlüberwachung am S-DALINAC sowie Rechnungen zur Strahlführung des FEL*, Diplomarbeit, TH Darmstadt, 1996, unveröffentlicht.
- [116] <http://www.cst.com>
- [117] H. Schüßler, *Flugzeitmessungen am Elektronenstrahl des S-DALINAC mit Hilfe von HF-Resonatoren*, Bachelor-Thesis, TU Darmstadt, 2011, unveröffentlicht.
- [118] M. Konrad, *Implementierung einfacher Regelalgorithmen für die digitale Hochfrequenzregelung am S-DALINAC*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2008, unveröffentlicht.
- [119] T. Grundey, H. Heinrichs, U. Klein, G. Müller, G. Nissen, H. Piel, H. Genz, H.-D. Gräf, M. Janke, A. Richter, M. Schanz, E. Spamer, O. Titze, *Construction and first operation of a pilot CW superconducting electron accelerator*, Nucl. Instr. and Meth. **224** (1984) 5.
- [120] W. Ackermann, priv. Mitteilung.

- 
- [121] P. Schardt, *Mikrowellenexperimente zum chaotischen Verhalten eines supraleitenden Stationbillards und Entwicklung einer Einfangsektion am S-DALINAC*, Dissertation D17, TH Darmstadt, 1995.
- [122] H. Schüßler, Miniforschungsbericht, Darmstadt, 2010, unveröffentlicht .
- [123] H.-D. Gräf, priv. Mitteilung.
- [124] T. Wada, T. Nitta, T. Nomura, M. Miyao and M. Hagino, *Influence of Exposure to CO, CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O on the Stability of GaAs Photocathodes*, Jpn. J. Appl. Phys. **29** (1990) 2087.
- [125] M. Wagner, priv. Mitteilung.
- [126] T. Maruyama, D.-A. Luh, A. Brachmann, J. E. Clendenin, E. L. Garwin, S. Harvey, R. E. Kirby, C. Y. Prescott, R. Prepost, *Atomic hydrogen cleaning of polarized GaAs photocathodes*, Appl. Phys. Lett. **82** (2003) 4184.
- [127] A. Göök, M. Chernykh, J. Enders, A. Oberstedt, S. Oberstedt, *Particle emission angle determination in Frisch grid ionization chambers by electron drift-time measurements*, Nucl. Instr. Meth. A **621** (2010) 401.
- [128] A. Göök, M. Chernykh, C. Eckardt, J. Enders, P. von Neumann-Cosel, A. Oberstedt, S. Oberstedt, A. Richter, *Fragment characteristics from fission of <sup>238</sup>U and <sup>234</sup>U induced by 6.59.0 MeV bremsstrahlung*, Nucl. Phys. A **851** (2011) 1.

---

## Danksagung

---

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Joachim Enders für die intensive Betreuung, Anregung und Unterstützung während dieser Zeit vor allem für das immer gleichbleibend hohe Interesse am Fortgang meiner Arbeit, gerade in Zeiten, die durch Rückschläge geprägt waren.

Herrn Prof. Dr. Markus Roth danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. mult Achim Richter danke ich für die Aufnahme ins Graduiertenkolleg und für die Initiierung des Sonderforschungsbereichs 634, der dieser Arbeit ermöglicht hat.

Außerdem danke ich den gegenwärtigen Mitgliedern der „Quellen“-Arbeitsgruppe und ehemaligen Kollegen, Dr. Christoph Heßler, Dr. Roman Barday, Christian Eckardt, Markus Wagner, Fabian Schneider, Alf Göök, Bastian Steiner, Antje Weber, Thore Bahlo, Martin Espig, Christoph Ingenhaag, Benjamin Zwicker für das angenehme und aufgelockerte Arbeitsklima.

Mein besonderer Dank gilt Markus Wagner und Fabian Schneider, die mir bei der Installation der Quelle polarisierter Elektronen in der Beschleunigerhalle halfen.

Der Feinmechanik- und der Elektronik-Werkstatt des Institutes für Kernphysik sei für die enormen Anstrengungen bei der Fertigung zahlreicher für den Umbau notwendiger Komponenten gedankt. Besonders zu erwähnen ist die flexible Unterstützung von Herrn Peter Häckl und seinen Mitarbeitern während der Umbauphase.

Ein ganz herzlicher Dank geht an die Mitglieder der LINAC-Gruppe unter der Leitung von Herrn Dr. R. Eichhorn. Ihr Engagement, Hilfsbereitschaft und Humor haben nicht die letzte Rolle im Gelingen dieser Arbeit gespielt. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Mitgliedern der Betriebsgruppe, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

M. Zweidinger, M. Fritzsche und M. Wagner sei für den Kampf gegen den Fehlrteufel meiner selbst entwickelten „Yulischen“ Sprache gedankt.

Herrn Dr. Harald Genz möchte ich für die Zusammenarbeit bei verschiedenen Veranstaltungen und seine Hilfe mit Rat und Tat in alltäglichen Fragen und Problemen.

An dieser Stelle möchte ich Herrn J. Kurdal für Dauerleihgabe des IONIVAC-Sensor, Herrn Dr. habil. K. Aulenbacher für die kostenlose Bereitstellung zahlreiche Photokathoden, des  $\alpha$ -Magneten und hilfreiche Diskussionen danken.

Vor allem gilt meiner Familie der größte Dank, da sie mir das Studium der Physik ermöglichen und zu jeder Zeit hinter mir und meinen Entscheidungen standen. Meiner Zwillingsschwester Iryna möchte ich für ihre Geduld und Unterstützung danken.

Zuletzt danke ich meinem Ehemann Matthias, der mich auch in den ernüchtertsten Momenten dieser Arbeit immer wieder aufgebaut und zum Durchhalten ermutigt hat.

Die vorliegende Arbeit wurde gefördert durch Mittel aus dem DFG-Sonderforschungsbereich 634.

---

---

## Lebenslauf

---

Yuliya Fritzsche  
(geb. Poltoratska)

10. Februar 1982    Geboren in Kamjanets-Podilskyi, Ukraine
- 1989 – 1996        Gymnasium Nr.14, Kamjanets-Podilskyi, Ukraine
- 1996 – 1999        Lyzeum Nr.18, Kamjanets-Podilskyi, Ukraine
- 1999 – 2005        Studium der Physik an der Fakultät für Physik und  
Technik der Karazin Kharkiv National Universität, Ukraine
- 2002 – 2003        Praktikum an der Karazin Kharkiv National Universität, Ukraine,  
Bachelorstudiumabschluss. Thema „Magnetoinductive Effect  
of electron-photon Showers developing in Thick Halite Layers“
- 2004 – 2005        Diplompraktikum am Institut für Kernphysik der  
Technischen Universität Darmstadt
- Februar 2005       Abschluss des Studiums mit Master of Science mit Auszeichnung.  
Thema: "Design and Setup of a Compact Mott Polarimeter for the  
Future S-DALINAC Polarized Injector“
- 2005 – 2007        Stipendiatin des Graduiertenkollegs 410: Physik und Technik  
von Beschleunigern
- seit 2007          Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Kernphysik
-



---

# Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 28. Juni 2011

---

(Y. Fritzsche (geb. Poltoratska))

---